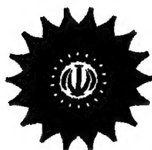


فیزیك ذرات بنیادی

ال. جی. تاسی



فیزیک ذرات بنیادی

ال. جی. تاسی

ترجمهٔ مهدی بارزی، حسین بقایی

مرکز نشر دانشگاهی تهران

بسم الله الرحمن الرحیم

فهرست

عنوان	صفحه

عنوان	صفحه

عنوان	صفحه

عنوان	صفحه

عنوان	صفحه

عنوان	صفحه

پیشگفتار

این کتاب در اصل، برای دانشجویان فیزیکی نوشته شده‌است که رشتهٔ تخصصی آنها فیزیك ذرات نیست ، و عمداً کوشش در تأکید بر مباحثی از فیزیك ذرات است که در کاربرد اصول با سایر شاخه‌ها اشتراك داشته باشد و یا در شاخه های دیگر فیزیك احتمالا مفید باشد. با وجود این، برای دانشجویان علاقه‌مند به مطالعهٔ بیشتر فیزیك ذرات پیشنهادهایی ارائه شده است، و امید می‌رود که این کتاب سرآغاز مناسبی برای مطالعهٔ کتابهای درسی پیشرفتهٔ فیزیك ذرات باشد.

این کتاب درطی تدریس واحدهایی که برای دانشجویان سالهای سوم وچهارم دورهٔ کارشناسی ارائه شده، گردآوری شده است. فصلهای نهایی کتاب حاوی مطالب ارائه شده درسمینارهای مختلف است. نتیجه‌ای ازاین تنوع منابع کتاب، مشکلترشدن مطالب به‌موازات پیشرفت در متن درس اصلی است.

برای اینکه خوانندگان با آمادگیهای مختلف بتوانند از این کتاب استفاده کنند، بعضی از مواد لازم در پیوستها قرار داده شده است. بخشی از پیوستها شامل مطالبی است که به‌طورمعقول انتظار می‌رود دانشجویان بدانند ولی غالباً نمی‌دانند. سایر مطالب مرجع نیز در پیوستها قرار داده شده است.

تمرینهای موجود درآخر هر فصل را باید به‌عنوان قسمتی اساسی ازکتاب در نظر گرفت، زیرا که بعضی ازمطالب درتمرینها بیشترازمتن اصلی مورد بررسی قرار گرفته‌اند. جواب تمرینهای زوج درآخر کتاب داده شده است .

در انتهای هر فصل فهرست چند منبع نیز ارائه شده است . منابع عمدتاً بر اساس مفید بودن احتمالی آنها برای دانشجویان انتخاب شده‌اند. سعی شده است که تعداد منابع در حد معقولی پایین نگه‌داشته شود تا فرصت بررسی بعضی از آنها برای دانشجویان فراهم آید.

در خاتمه از تمام همکاران و دانشجویان دانشگاه ملی استرالیا که به طرق مختلف در تهیهٔ این کتاب همکاری کرده‌اند ، قدردانی می کنم.

۱

ذرات آشنا

۱. مقدمه

از مطالعات فیزیك اتمی و فیزیك هسته‌ای انرژی پایین، مقدار قابل توجهی اطلاعات دربارهٔ تعدادی از ذرات بنیادی به‌دست آمده‌است. مطالعهٔ ما در اینجا با مرور کوتاهی از خواص این ذرات آشنای فیزیك اتمی شروع می‌شود.

بر طبق نظریهٔ نسبیت خاص، که مختصراً در پیوست الف مرور شده‌است، هرذره‌ای از رابطهٔ انرژی ـ تکانه (اندازه حرکت) زیر تبعیت می‌کند

$$E^2 = c^2(p^2 + M^2c^2) \qquad (۱.۱)$$

که‌در آن M جرم‌ذرهٔ درحالت‌سکون، p تکانه (اندازه‌حرکت) و E انرژی کل‌ذره است. برای یك ذرهٔ در حال سکون رابطهٔ (۱.۱) به‌صورت زیر درمی‌آید

$$E = Mc^2 \qquad (۲.۱)$$

۲. فوتون

۱. مطالعات پلانك در مورد تابش جسم سیاه نشان دادکه نوری با بسامد ν از کوانتومهایی به‌نام فوتون تشکیل می‌شودکه انرژی هر یك از آنها چنین است

$$E = h\nu \qquad (۱.۲)$$

معادلهٔ (۱.۲) توسط اثر فوتوالکتریك نیز تأیید شد. با استفاده‌از رابطهٔ بین انرژی و

تکانهٔ تابش الکترومغناطیسی، تکانهٔ فوتون را می‌توان به‌صورت زیر نوشت

$$p=E/c=h\nu/c \qquad (۲.۲)$$

معادلهٔ (۲.۲) درمطالعهٔ پراکندگی‌کامپتونی یك‌فوتون توسط الکترونی‌آزاد به‌طورتجربی مورد تأیید قرار گرفت.

از معادلهٔ (۲.۲) می‌توان نتیجه گرفت که

$$E^{2}=c^{2}p^{2} \qquad (۳.۲)$$

و بنابراین فوتون دارای جرم در حال سکون صفر است.

خواص دیگر فوتون راکه از فیزیك اتمی به‌دست‌آمده‌است، می‌توان به‌شرح زیر بیان کرد.

۲. هر تعداد دلخواهی از فوتونها را می‌توان خلق و یا نابودکرد، چنان که به عنوان مثال، در تابش ترمزی وقتی که ذره‌ای باردار در نتیجهٔ برخورد با یك هدف شتابدار می‌شود، فوتون به‌وجود می‌آید.

۳. تحلیل تابش جسم سیاه نشان می‌دهدکه فوتونها ازآمار بوز ـ اینشتین تبعیت می‌کنند، یعنی بوزون شمرده می‌شوند. هر تعداد دلخواهی از فوتونها ممکن است در یك حالت معین قرار بگیرند و تابع موج مجموعه‌ای از فوتونها باید نسبت به تعویض هر دو فوتونی متقارن باشد.

۴. فوتون دارای اسپین ۱ است. (به بیانی دقیقتر مربع تکانهٔ زاویه‌ای فوتون دارای مقدار زیر است

$$2\hbar^{2}=1(1+1)\hbar^{2}$$

برای آسانی کار به‌هر ذره‌ای که مربع تکانهٔ زاویه‌ای آن به‌صورت زیر باشد

$$s(s+1)\hbar^{2}$$

اسپین s نسبت می‌دهند.)

اسپین فوتون دارای دو حالت $m_s=\pm 1$ است. در صورتی که محور z همجهت با حرکت فوتون اختیار شود، $m_s\hbar$ مؤلفهٔ z تکانهٔ زاویه‌ای فوتون خواهد بود. این دو حالت اسپین متناظر با دو نوع نور با قطبش دایره‌ای است. برایِ اسپین فوتون حالت $m_s=0$ وجود ندارد.

نتیجهٔ معمولی حاصل از طیف نمایی اتمی مبنی بر وجود $(2s+1)$ حالت برای اسپین s فقط در مورد ذره‌ای صادق‌است‌که بتوان برای‌آن چارچوب مرجعی پیدا کرد که ذره نسبت بدان در حال سکون قرار گیرد، و بنابراین، این نتیجه فقط برای ذراتی که جرم سکون غیر صفر دارند صادق است. برای فوتون که با سرعت نور c در تمام

چارچوبهای مرجع حرکت می‌کند هیچ چارچوب سکونی نمی‌توان پیدا کرد.

۳. الکترون

۱. الکترون، که با علامت e نشان داده می‌شود، اولین ذرهٔ بنیادی بود که کشف شد. این ذرهٔ بار منفی برابر با $-e$ $(e = ۱٫۶۰۲۲ \times ۱۰^{-۱۹}\text{C})$ و جرمی برابر با

$$M_e = ۹٫۱۰۹۶ \times ۱۰^{-۲۸}\text{g}$$

دارد. با استفاده از انرژی سکون $Mc^۲$ به‌جای جرم M، جرم ذرات را می‌توان برحسب یکاهـای انرژی بیان کرد. بر این اساس جرم سکون یك ذره را اغلب برحسب MeV (میلیون الکترون ولت) بیان می‌کنند (به‌پیوست ح مراجعه کنید). جرم سکون الکترون برابر است با

$$M_e = ۰٫۵۱۱\text{MeV}$$

۲. مطـالعهٔ طیفهای اتمی نشان می‌دهد که الکترون دارای دو حالت اسپین است. الکترون جرم سکون غیر صفر دارد، و باید تعداد حالتهای اسپین‌آن $۲s+۱$ بـاشد، که در آن s اسپین الکترون است. بدین ترتیب اسپین الکترون چنین است

$$s = \frac{۱}{۲}$$

۳. الکترونها از آمار فرمی-دیراك تبعیت می‌کنند، یعنی فرمیون شمرده می‌شوند. تابع موج مجموعه‌ای از الکترونها نسبت به تعویض هر دو الکترونی پاد متقارن است. و بنابراین درهرحالت معینی حداکثر یك الکترون ممکن است قرار بگیرد ــ اصل طرد پاؤلی. اصل طرد پاؤلی را می‌توان به‌طریق زیر توضیح داد. سیستمی مرکب از دو الکترون (بدون برهم‌کنش) را درنظر بگیریم، به‌طوری که یکی از الکترونها درحالتی با تابع موج ψ و دیگری درحالتی با تابع موج ϕ باشد. دراین صورت تابع موج کل سیستم Ψ، که باید نسبت به‌تعویض الکترونهای ۱ و ۲ پاد متقارن باشد، چنین خواهد بود

$$\Psi(۱,۲) = \psi(۱)\phi(۲) - \phi(۱)\psi(۲)$$

که در آن ۱ و ۲ به ترتیب بیان‌کنندهٔ تمام مختصات (از جمله اسپین) الکترونهـای ۱ و ۲ است. می‌بینیم که اگر $\psi = \phi$ باشد، خواهیم داشت

$$\Psi = ۰$$

یعنی حالت این دو الکترون نمی‌تواند یکسان باشد.

۴. بار الکتریکی یك کمیت پایسته‌است، و بنابراین خلق و یـا نابودی الکترونها

دلخواه نیست. چنان‌که در بخشهای بعدی‌بـا جزئیات بیشتری خواهیم دید، خلق و یـا نابودی یك الکترون همیشه با خلق یا نابودی ذره یا ذرات دیگری همراه است

۴. پروتون

۱. پروتون، که بـا علامت p نشان داده می‌شود، و هستهٔ اتم هیدروژن را تشکیل می‌دهد، دارای بار الکتریکی $+e$ و جرمی برابر با مقدار زیراست

$$M_p = ۹۳۸٫۳ \text{ MeV}$$

۲. مطـالعهٔ هیدروژن مولکولی نشان می‌دهد کـه دو پروتون موجود در مولکول هیدروژن ممکن است با دو آرایش مختلف نسبت به‌هم قرار گیرند. اسپینهـای دو پروتون ممکن است مانند مورد (مولکول) هیدروژن اورتو به صورت موازی با یکدیگر، و یـا مانند مورد (مولکول) هیدروژن پارا به‌طور پاد موازی بایکدیگر قرار گیرند. اسپین هر پروتون نسبت به اسپین پروتون دیگر می‌تواند یکی از دوجهت ممکن را انتخـاب کند، بنابراین پروتون هم مانند الکترون دارای اسپین ۱/۲ است.

۳. از آنجـا که در هیدروژن اورتو جهت اسپینهای دو پروتون یکی است تـابع موج نسبت به‌تعویض اسپینها متقارن است، و آزمایش نشان داده است که‌تابع موج نسبت به‌تعویض مختصات فضایی‌دوپروتون پاد متقارن است؛ بنابراین تابع موج نسبت به‌تعویض کامل دو پروتون پاد متقارن خواهد بود. در هیدروژن پارا هم تابع موج نسبت به تعویض کامل دو پروتون پاد متقارن است، زیرا تـابع موج نسبت به‌تعویض اسپینهـای دوپروتون پاد متقارن، ولی نسبت به تعویض مختصات فضایی‌آنها متقارن است.

بنابراین پروتونها ازآمـار فرمی ـ دیراك تبعیت می‌کنند، یعنی فـرمیون هستند، و اصل طرد پاؤلی در موردآنها صادق است، یعنی در هر حالت معینی حداکثر یك پروتون می‌تواند قرار گیرد.

۵. نوترون

نوترون، که با علامت n نشان داده می‌شود، دارای جرم زیر است

$$M_n = ۹۳۹٫۶ \text{MeV}$$

درسال ۱۹۳۰ بکر و بته درآزمایش بمباران بریلیوم‌توسط ذرات آلفا (α) تابشی با قدرت نفوذ زیادکشف کردندکه فکر می‌شد تابش نافذ پرتو گاما (γ) بـاشد. درسال ۱۹۳۲ دو دانشمند دیگر به‌نامهای آی.ژولیت‌ـکوری‌و جی.اف.ژولیت‌ـکوری دریافتندکه این تابش قادر است از ماده‌ای‌که سرشار از هیدروژن بـاشد، پروتون خارج کند. بنابر

پیشنهاد آنها این عمل ناشی از پراکندگی کامپتون است، بدین معنی که پروتونها در اثر پراکندگی تابش γ پس زده می‌شوند. اما این توضیح نیازمندآن بود که تابش نفوذکننده از پرتوهای گامایی با انرژیهای فوق‌العاده زیاد تشکیل شده باشد، بدون اینکه بتواند توضیح دهد که این انرژی فوق‌العاده زیاد از کجا آمده است.

درهمان سال۱۹۳۲دانشمند دیگری به‌نام چادویك نشان داد که پروتونهای پس‌رونده توسط ذرات خنثایی با جرم تقریباً برابر با جرم پروتون مورد اصابت قرار گرفته‌اند. او این ذرات خنثی را نوترون نام‌گذاشت. واکنشی که بـا بمباران بریلیوم توسط ذرات α رخ می‌دهد، به‌صورت زیر است



$$_{2}He^{4}+_{4}Be^{9} \longrightarrow _{6}C^{12}+_{0}n^{1}$$

وجود نوترون برای توضیح مشاهدات طیف مولکولی هم لازم بود. این مشاهدات نشان می‌داد که، به‌عنوان مثال، تابع موج مولکول نیتروژن نسبت به‌تعویض دوهستهٔ N^{14}متقارن است و در نتیجه هستهٔ N^{14} بوزون است. این موضوع بـا فرض اینکه هستهٔ N^{14} فقط از پروتون و الکترون تشکیل شده باشد، قـابل توجیه نبود. زیـرا در این صورت هستهٔ نیتروژن می‌بـایست از ۱۴ پروتون و ۷ الکترون تشکیل می‌شد، و این بدان معنی بود که هستهٔ نیتروژن در مجموع تعداد فردی از فرمیونهـا را در خـود دارد. سیستم متشکل از تعداد فردی ازفرمیونها خودش یك فرمیون است؛ زیرا که تعویض دو سیستم از این نوع را می‌توان با تعویض فرمیونهای تشکیل دهندهٔآنها صورت داد، و تعویض هردو فرمیون علامت تـابع موج‌کل را تغییر می‌دهد. بدین‌ترتیب، همچنین دیده می‌شودکـه هر سیستم متشکل از تعداد زوجی فرمیون، یك بوزون خواهد بود. بنابراین، با فرض فرمیون بودن نوترون، هستهٔ N^{14} اگـر متشکل از ۷ پروتـون و ۷ نوترون بـاشد، بـوزون محسوب خواهد شد.

از مطالعات فیزیك هسته‌ای معلوم شده‌است که نوترونها از اصل طرد پاؤلی تبعیت می‌کنند و بنابراین فرمیون هستند، و همچنین اسپین ۲/۱ دارند.

باید توجه‌کرد که ذرات بـا اسپین نیمه درست $[۲/(۱+۲n)]$ فرمیون، و ذرات با اسپین درست (n) بوزون هستند (گاموف، ۱۹۵۹). چون پروتون و نوترون در موارد متعددی خواص مشابه دارند، جهت آسانی‌کـار از اصطلاح نوکلئون برای مشخص کردن نوترون یا پروتون استفاده می‌شود. این جنبه از خواص نوترون و پروتون را بـا تفصیل بیشتری در بخشهای ۱۷ و ۱۸ مورد بحث قرار خواهیم داد.

ذرات فوتون، الکترون، پروتون و نوترون‌که در بـالا دربارهٔ آنهـا صحبت شد، برای تمام مطالعات فیزیك اتمی ومولکولی کفایت می کنند. برای توصیف فیزیك هسته‌ای معرفی چند ذرهٔ دیگر ضروری است، گو آنکه این توصیف تـا کامل شدن فاصلهٔ زیـادی دارد، چون شناخت ما از نیروهای هسته‌ای در مقایسه با دانش ما از نیروهای موجود در فیزیك اتمی و مولکولی بسیار محدودتراست. سرانجام، در مطالعات فیزیك انرژیهـای

بالا، با مجموعهٔ ظاهراً بی‌انتهایی از ذرات روبه‌رو خواهیم شد.

ممکن‌است گفته شود که داشتن شناختی از ذرات فیزیك انرژیهای بالا عملی فرعی و نالازم‌است، و اینکه به‌کمك ذرات آشنای فیزیك اتمی و مولکولی می‌توان شناخت کافی از محیطمان به‌دست‌آوریم. اما باید به‌خاطرداشت که ما هنوز نیروهای هسته‌ای را نمی‌شناسیم و بنابراین واقعاً نمی‌فهمیم چرا محیط اطراف ما، به‌جای آنکه صرفاً ابرهایی از هیدروژن باشد، این چنین هست که هست. در اخترشناسی و کیهانشناسی هنوز مسائل حل نشدهٔ زیادی وجود دارد که ماهیت اختروشها از آن جمله‌است ـ اختروشها منابع عجیب و سرشار انرژی هستند و آنچنان کوچك به‌نظر می‌رسند که درك چگونگی پیدایی انرژی عظیم آنها دشوار است. احتمال زیادی وجود دارد که دانش حاصل از ذرات بنیادی در فیزیك انرژیهای بالا بتواند در شناخت و حل مسائل اخترشناسی و کیهانشناسی مفید افتد. فیزیك ذرات بنیادی یك‌قسمت اساسی ازعلوم جدید است که پیامدهای مهمی برای دیگرقسمتهای علوم در بردارد.

۶. قوانین پایستگی و اصول ناوردایی

در مکانیك کلاسیك، قوانین بقا تقریباً با تأخیر عرضه می‌شوند. هم از لحاظ مسیر تاریخی و هم از نظرمسیری که معمولا توسط دانشجویان طی می‌شود، ابتدا معادلات حرکت طرح می‌شوند، سپس قوانین بقای تکانه و بقای انرژی مکانیکی از معادلات حرکت به دست می‌آیند. بعد از این مرحله، قوانین پایستگی بسط پیدا می‌کنند، و به‌عنوان مثال قانون پایستگی انرژی چنان بسط پیدا می‌کند که انرژی شیمیایی و انرژی الکتریکی را هم در برمی‌گیرد. به‌هرحال قوانین پایستگی درکاربردهای عملی فوق‌العاده مفیدهستند، به‌طوری که ما را قادر می‌سازند که در مورد سیستمهای پیچیده، حتی وقتی که جزئیات معادلات حرکت آنها را نمی‌دانیم، اطلاعات مفیدی به‌دست‌آوریم. به‌عنوان نمونه، ارائهٔ توصیفی کامل از برخورد دو اتومبیل بسیار پیچیده است، ولی می‌دانیم که در چنین برخوردی تکانهٔ کل پایسته‌است. همچنین در مورد برخورد ذرات، با وجود ناآگاهی از جزئیات برهم‌کنش، می‌دانیم که انرژی، تکانه و تکانهٔ زاویه‌ای در برخورد پایستگی دارند.

درفیزیك انرژیهای بالا، که معادلات حرکت درآن‌هنوز ناشناخته‌اند، قوانین‌پایستگی (بقا) از اهمیت زیادی برخوردارند. قوانین پایستگی مکانیك کلاسیك، یعنی پایستگی انرژی، تکانه و تکانهٔ زاویه‌ای، در مکانیك کوانتومی هم صادق‌اند. همچنان که بعداً خواهیم دید درمکانیك کوانتومی قوانین پایستگی دیگری نیز وجود دارند.

جنبهٔ مهم دیگر قوانین پایستگی ارتباط آنها با اصول ناوردایی یا اصول تقارن است. بنا بر اصل ناوردایی، قوانین فیزیك تحت تغییر شرایط معینی تغییر نایافته می‌مانند (ناوردا هستند). یادرمورد یك‌سیستم‌معین، خاصیت ناوردایی یاخاصیت تقارن سیستم عبارت است از عملی که می‌توان بر روی سیستم صورت دادبدون‌اینکه فیزیك سیستم راتغییر دهد.

به‌عنوان مثال، قوانین فیزیك تحت انتقالهای فضایی ناوردا هستند. آزمایشی که در لندن انجام می‌شود باید به‌همان نتایجی برسد که آن آزمایش در نیویورك به‌دست می‌دهد. قوانین فیزیك تحت انتقالهای زمانی نیز ناوردا هستند؛ آزمایشی که امروز صورت می‌گیرد باید همان نتایجی را بدهد که این آزمایش یك سال پیش داده است.

هم در مکانیك کلاسیك (لانداؤ و لیفشیتز، ۱۹۶۹) و هم در مکانیك کوانتومی (فاینمن، ۱۹۶۵) اصول ناوردایی به‌قوانین پایستگی منجر می‌شوند. برای نمونه ناوردایی تحت انتقالهای فضایی به‌قانون پایستگی تکانه، ناوردایی تحت انتقالهای زمانی به قانون پایستگی انرژی، و ناوردایی تحت دوران به‌قانون پایستگی تکانۀ زاویه‌ای منجر می‌شود.

قسمت وسیعی از مطالعات ذرات بنیادی جستجو برای یافتن تقارنهای بیشتر یا تقارنهای تقریبی بیشتر بوده است.

مطالب ارائه شده در اینجا دربارۀ تکامل تاریخی فیزیك ذرات بنیادی ناچار خیلی مختصر است. برای اطلاعات بیشتری دراین زمینه می‌توانید به‌کتاب بروس و موتز (۱۹۶۶)، که در آن منتخبی ازمقالات مهم مربوط به‌تکامل فیزیك ذرات بنیادی، همراه تفسیر آمده‌است، مراجعه کنید.

تمرین

۱. دلایل اثبات و رد فرضیۀ تشکیل هستۀ اتم از پروتونها و الکترونها را نام ببرید.

۲. طول موج دوبروی الکترونی با انرژی جنبشی (الف) الکترون ولت، (ب) برابر با انرژی جرم سکون الکترون، و یا (ج) ۱۰۰ مگا الکترون ولت را به‌دست‌آورید.

۳. طول موج دوبروی پروتونی با انرژی جنبشی (الف) ۱۰ الکترون ولت، (ب) برابر با انرژی جرم سکون پروتون، و یا (ج) ۱۰۰ مگا الکترون ولت را به‌دست‌آورید.

۴. انرژی جنبشی (الف) یك پروتون، (ب) یك الکترون، چقدر باید باشد تا بتواند سرعتی برابر با نصف سرعت نور داشته باشد؟

۵. برای بررسی‌ساختار هستۀ اتم، طول موج ذرۀ کاوش‌کننده باید کوچکتر از قطر هستۀ مورد نظر باشد. شعاع هسته‌ای با عدد جرمی A برابر است با

$$r = ۱٫۲ \times ۱۰^{-۱۳} \times A^{۱/۳}\mathrm{cm}$$

بنابراین معیار تقریبی‌این‌است که طول‌موج ذرۀ بررسی‌کننده باید کوچکتر از $۱۰^{-۱۲}$ سانتیمتر باشد. دراین صورت‌انرژی (الف) یك‌فوتون یا، (ب) یك‌الکترون،و یا (ج) یك پروتون با طول موج $۱۰^{-۱۲}$ سانتیمتر را حساب کنید.

مراجع

Boorse, H. A. and L. Motz (editors), *The World of the Atom*, 2 volumes.

1966. Basic Books, New York.

Feynman, R. P., R. B. Leighton and M. Sands, *Quantum Mechanics*, Vol. III of *The Feynman Lectures on Physics*, 1965. Addison Wesley. Reading, Mass. Chapter 17.

Gamow, G., 'The exclusion principle', *Sci. Am*, July 1959. (Also available as reprint 264, Freeman, San Francisco.)

Landau, L. D. and E. M. Lifshits, *Mechanics*, Vol. I of *Course of Theoretical Physics*, 2nd edition, 1969. Pergamon, Oxford.

۲

ذرات دیگر

۷. پاد ذره

دیراك در سال ۱۹۲۸ موفق به کشف یك معادلهٔ موج نسبیتی برای ذره‌ای با اسپین ۱/۲ شد، که امروزه به معادلهٔ دیراك معروف است. او نشان داد که معادلهٔ دیراك توصیف خوبی از الکترون به دست می‌دهد. به عنوان مثال ساختار ریز طیف اتم هیدروژن اگر با استفاده از معادلهٔ دیراك محاسبه شود، با نتایج آزمایشی به خوبی در توافق است.

اما مشکلاتی هم وجود دارند، زیرا معادلهٔ دیراك دارای جوابهایی با انرژی منفی است. برای یك ذرهٔ آزاد، جوابهایی با انرژیهای زیر وجود دارند

$$E=\pm c(p^2+M^2c^2)^{1/2} \qquad (۱.۷)$$

معادلهٔ (۱.۷) به طور کلاسیك هم صادق است، اما از نقطه نظر کلاسیك این مشکلی را ایجاد نمی‌کند، زیرا انرژیها به طور پیوسته تغییر می‌کنند، و بدین ترتیب E نمی‌تواند از مقداری مثبت به مقداری منفی، به علت گسستگی که بین $+Mc^2$ و $-Mc^2$ وجود دارد، تغییر یابد. در مکانیك کوانتومی انتقال بین حالاتی با اختلاف انرژی محدود می‌تواند صورت گیرد، و بنابراین گذار از حالتی با انرژی مثبت به حالتی با انرژی منفی کاملا امکان پذیر است.

دیراك به منظور اینکه از انتقال الکترونی با انرژی مثبت به حالتهایی با انرژی منفی جلوگیری کند، فرض کرد که تمام حالتهای با انرژی منفی، بنا بر اصل طرد پاؤلی با داشتن یك الکترون در هر حالت پر شده‌اند. او همچنین فرض کرد که حالتهای پر با انرژی منفی را نمی‌توان مشاهده کرد. بنابراین ازآنجاکه تمام حالتهای انرژی منفی پر هستند، الکترون با انرژی مثبت نمی‌تواند به حالتی با انرژی منفی انتقال یابد، و بنا بر اصل طرد

پاؤلی در هر حالت حداکثر می‌تواند یك الکترون وجود داشته باشد.

اما یك الکترون که حالتی با انرژی منفی‌را اشغال کرده، می‌تواند به‌حالتی با انرژی مثبت انتقال یابد مشروط بـر اینکه انرژی کـافی برای این تحول، مثلا توسط فوتونی پرانرژی، تأمین شود. اکنون‌حالت انرژی منفی اشغال نشده می‌تواند به صورت «حفره»ای در «دریای» الکترونهای انرژی منفی عمل کند. این حفره شبیه ذرهٔ باردار مثبتی با همان جرم الکترون و با انرژی مثبت عمل می‌کند. این ذره پوزیترون نامیده می‌شود. چون در این توصیف پوزیترون متناظر با عدم وجود یك الکترون است، آن را پاد ذرهٔ الکترون یا به طور مختصر پاد الکترون نیز می‌نـامند. علائم e^- و e^+ به ترتیب برای مشخص‌کردن الکترون و پوزیترون به‌کار می‌روند.

در سال ۱۹۳۱ آندرسون در آزمایشی روی پرتوکیهـانی موفق به‌کشف پوزیترون شد.

پس از جذب فوتونی توسط یك الکترون در حالتی با انرژی منفی و انتقال آن به حالتی با انرژی مثبت، یك الکترون با انرژی مثبت و یك پوزیترون با انرژی مثبت تولید می‌شود، که این دومی متناظر با حالت اشغال نشدهٔ الکترون بـا انرژی منفی است (شکل ۱.۷). بدین تـرتیب یك فوتون به یـك زوج الکترون ـ پوزیترون تبدیل شده است. این فرایند را تولید زوج یـا آفرینش زوج می‌نامند. برای تحقق پذیرفتن این عمل، فوتون باید حداقل انرژی‌کافی برای تهیهٔ انرژی در حال سکون الکترون و پوزیترون را داشته باشد، یعنی

$$۲Mc^۲ = ۱٫۰۲۲ \text{ MeV}$$

بنـابراین تولید زوج الکترون ـ پوزیترون دارای انرژی‌آستانه‌ای برابر ۱٫۰۲۲ مگـا ـ الکترون ولت است.

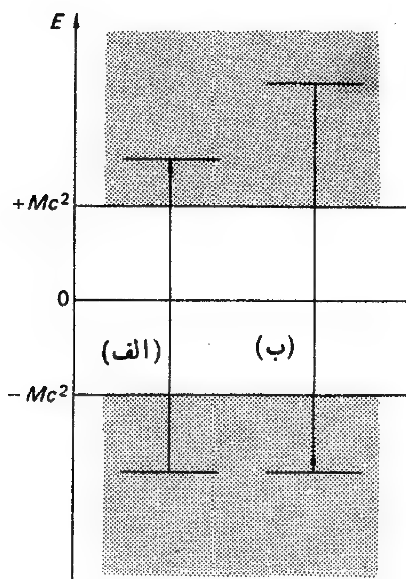
تولید زوج نمی‌تواند در فضای‌آزاد (خـالی) صورت‌گیرد، زیرا تبدیل یك فوتون به‌یك زوج ذره نمی‌تواند قانون پایستگی انرژی و تکانهٔ‌کل را با هم حفظ‌کند (تمرین ۱). بنابراین ذرات دیگری هم باید حضور داشته باشند تا بتوانند آن مقدار تکانه و انرژی را که برای حفظ پایستگی انرژی و تکانه لازم است، با خود حمل‌کنند. متداولترین تولید زوج مشاهده شده، تولید در حضور هستهٔ اتم است، که این هسته می‌تواند انرژی و تکانهٔ لازم را، در نتیجهٔ بر هم‌کنش میدان‌کولنی‌اش با هر یك از اعضای زوج، بـا خود حمل کند. به‌علت سنگینی فوق‌العادهٔ هسته در مقابل الکترون، انرژی آستـانه تولید زوج را می‌توان بـاصرفنظرکردن از انرژی انتقالی به‌هسته حساب‌کرد. تولید زوج توسط فوتون همچنین می‌تواند در حضور یك الکترون دیگر رخ دهد (تمرین ۲). تولید زوج درنتیجهٔ برخورد ذرات باردار با انرژی‌کافی نیز امکان پذیر است (تمرین ۳).

اگر یکی ازحالتهای انرژی منفی الکترون پر نشده باشد، این امر متناظر با وجود یك پوزیترون می‌شود‌که، در این صورت یك الکترون بـا انرژی مثبت بـا گسیل تـابش الکترومغناطیسی به‌شکل فوتون می‌تواند به حالت با انرژی منفی انتقال یابد. بدین‌ترتیب

یك الکترون و یك پوزیترون دارای انرژی مثبت ناپدید و به‌جای آنها فوتونهایی تولید می‌شوند. انتقال یك الکترون با انرژی مثبت به حالتی با انرژی منفی نمایشگر نابودی یك زوج الکترون ـ پوزیترون است (شکل ۱۰۷). نابودی زوج، به‌علت پایستگی انرژی و تکانه نمی‌تواند با گسیل تنها یك فوتون صورت گیرد، و در این عمل حداقل باید دو فوتون گسیل شود.

معادلهٔ دیراك، یك الکترون‌تنها را توصیف می‌کند. امابرای تفسیر جوابهای انرژی منفی معادلهٔ دیراك، یك دریای غیر قابل مشاهده از تعداد بی‌شماری الکترونهای انرژی منفی معرفی شده، که موضوع را اساساً به‌یك نظریهٔ چند ذره‌ای تبدیل کرده‌است. بنابراین معادلهٔ دیراك فقط در ناحیهٔ محدودی قابلیت کاربرد دارد، نتایج این نظریه فقط وقتی دقیق خواهد بود که امکان آفرینش و نابودی ذرات بی‌اهمیت باشد. نظریهٔ کلیتری که هر تعدادی از پوزیترون و الکترون را در بر هم‌کنش با میدان الکترومغناطیسی توصیف می‌کند، به نظریهٔ الکترودینامیك کوانتومی مشهور است.

چون پروتونها و نوترونها اسپین ۱/۲ دارند و توسط معادلهٔ دیراك توصیف



شکل ۱۰۷ دو ناحیهٔ سایه‌دار ترازهای انرژی خیلی نزدیك به‌هم الکترون دیراك را نمایش می‌دهند. (الف) آفرینش زوج الکترون ـ پوزیترون. (ب) نابودی زوج الکترون ـ پوزیترون.

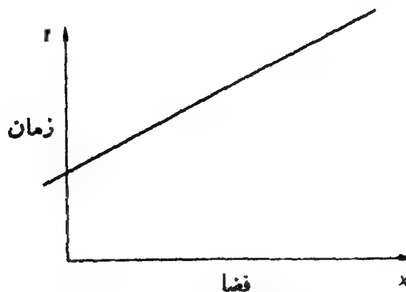
می‌شوند، انتظار پیدا کردن پاد پروتون و پاد نوترون را هم می‌توان داشت. در سال ۱۹۵۵ سگره و همکارانش در برکلی توانستند پاد پروتون را با استفاده از پرتوی از پروتونهای با انرژی جنبشی ۶ر۲ جیگا الکترون ولت، که از شتاب دهندهٔ بواترون در دانشگاه کالیفرنیا حاصل می‌شد، تولید کنند (سگره، ۱۹۵۶). دو سال بعد هم پاد نوترون کشف شد.

پاد ذره را عموماً با گذاشتن یك پاره خط روی علامت ذره نشان می‌دهند، مثلا علامت $\bar{p}$ معرف پاد پروتون و $\bar{n}$ معرف پاد نوترون است.

۸. نمودار فاینمن

فاینمن در سال ۱۹۴۹ در بحثهای مربوط به الکترودینامیك کوانتومی، ایدهٔ نمایش ذرات بنیادی توسط شکلهای فضا ـ زمانی را، که به نمودارهای فاینمن مشهورند، به‌کار گرفت. چنین نمودارهایی برای نمایش فرایندهایی که در فیزیك ذرات بنیادی صورت می‌گیرند، سودمند هستند.

ذرات در فضای چهار بعدی فضا ـ زمان حرکت می‌کنند، ولی از آنجایی که ترسیم نمودارهای دو بعدی خیلی راحت‌تر است، سه مختصهٔ فضایی را توسط یك مختصهٔ فضایی x نمایش می‌دهند. هر ذرهٔ متناظر با یك خط در شکل فضا ـ زمان، به‌نام خط جهانی است. به‌عنوان مثال، خط جهانی یك الکترون آزاد خطی مستقیم است. همان‌طور که در نمودار فاینمن شکل ۱.۸ نشان داده شده است، این خط متناظر با حرکت الکترونی با سرعت یکنواخت است. اگر نمودار فاینمن را از طریق شکافی افقی نظاره کنیم، فضایی یك بعدی در زمانی خاص را خواهیم دید. چنین شکافی را شکاف زمانی می‌نامیم. نقطهٔ تلاقی خط جهانی الکترون با شکاف زمانی نمایشگر محل الکترون است. اگر شکاف به‌طور یکنواختی به طرف بالای صفحه حرکت کند، می‌بینیم که مکان الکترون با زمان به‌طور یکنواخت تغییر می‌کند.

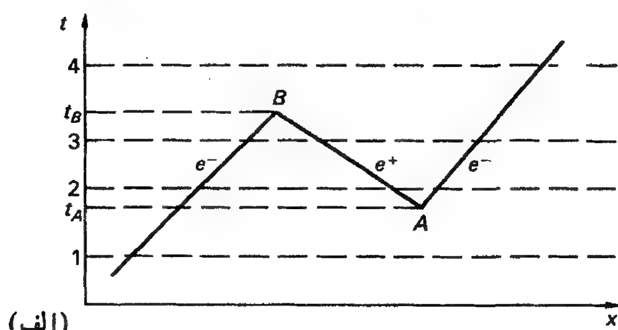


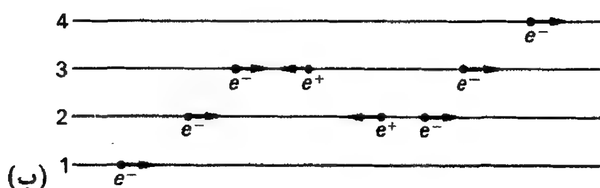
شکل ۱.۸ خط جهانی یك ذرهٔ آزاد.

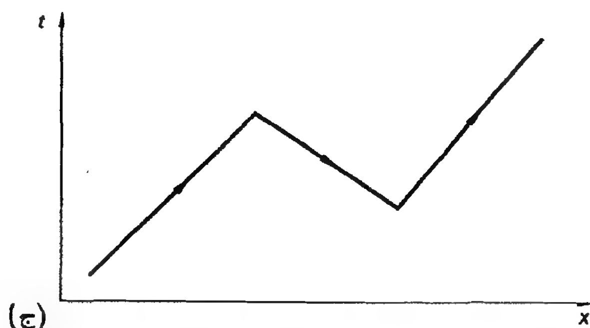
حال آفرینش یك زوج الکترون ـ پوزیترون را در نظر می‌گیریم، به طوری که پوزیترون پس از مدت زمانی با یك الکترون دیگر، آنچنان که در شکل ۲.۸ نشان داده

شده است،نابود شود. اگر نمودار را ازطریق یك‌شکاف زمانی متحرك تماشا کنیم، درابتدا یك‌الکترون‌تنها می‌بینیم. بعداً می‌بینیم که در A یك پوزیترون و یك‌الکترون اضافی‌آفریده می‌شوند. در B پوزیترون و الکترون اولیه یکدیگر را نابود می‌کنند. سرانجام الکترون باقی مانده را می‌بینیم که به حرکتش با سرعت یکنواخت ادامه می‌دهد.

قبل‌از t_A یك خط‌جهانی‌وجود دارد؛ درفاصلهٔ t_A و t_B سه‌خط جهانی‌وجود دارند؛وبعد از t_B دوباره‌فقط‌یك‌خط‌جهانی‌وجود دارد. با‌این‌حال، فقط‌یك‌خط‌زیگزاکی‌پیوسته‌وجود دارد که‌قسمت‌مربوط‌به‌پوزیترون آن‌ازنقطه نظرزمانی به‌طرف‌عقب‌برمی گردد. فاینمن‌این‌وضع‌را







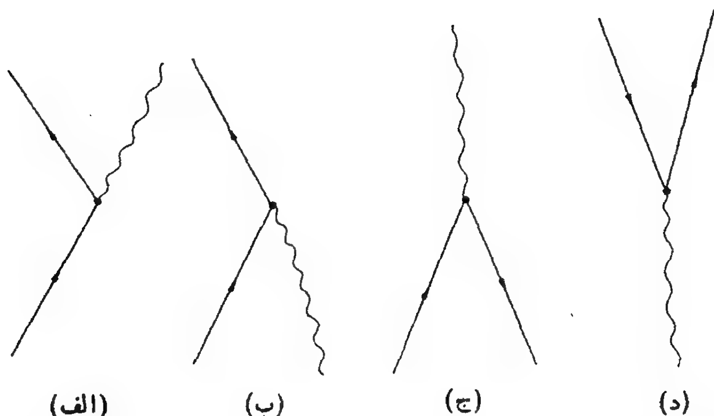
شکل ۲.۸ (الف) نمودار تولید یك‌زوج الکترون ـ پوزیترون در A وبه‌دنبال‌آن‌نابودی پوزیترون با الکترونی دیگر در B.
(ب) همان حوادث‌از دیدیك‌شکاف زمانی در وضعیتهای متوالی ۱، ۲، ۳ و ۴ بر طبق آنچه در شکل الف نموده شده است.
(ج) نمودار نهایی فاینمن برای فرایند مورد نظر به‌صورت یك خط زیگزاکی پیوسته.

به پرواز خلبانی تشبیه کرد که در ارتفاع پایین در بالای جاده‌ای در حال پرواز ناگهان سه جاده می‌بیند، و فقط وقتی که می‌بیند دو تا از این جاده‌ها یکی شده و ناپدید می‌شوند، پی می‌برد که بر فراز جاده‌ای با خمیدگی طولانی S مانندی در حال پرواز بوده است.

به منظور تأکید بر یگانگی خط جهانی زیگزاکی، پیکانهایی بر روی هر قسمت گذاشته شده‌است. سوی پیکان در قسمت مربوط به الکترون از نظر زمانی به‌طرف جلو و در قسمت مربوط به پوزیترون از نظر زمانی به‌طرف عقب است.

به‌طور مشابهی می‌توان برای دیگر فرمیونهاهم‌درنمودارهای فاینمن خطوط جهانی ترسیم کرد، به‌گونه‌ای که سوی پیکان درقسمت مربوط به ذره ازنظر زمانی به‌طرف جلو و در قسمت مربوط به پاد ذره از نظر زمانی به‌طرف عقب باشد. خطوط فرمیون آغاز و پایان ندارند، یعنی فرمیونها را نمی‌توان به‌دلخواه‌آفرید ویا نابود کرد، بلکه فقط به‌صورت زوج فرمیون ـ پاد فرمیون قابل آفرینش یا نابودی‌اند.

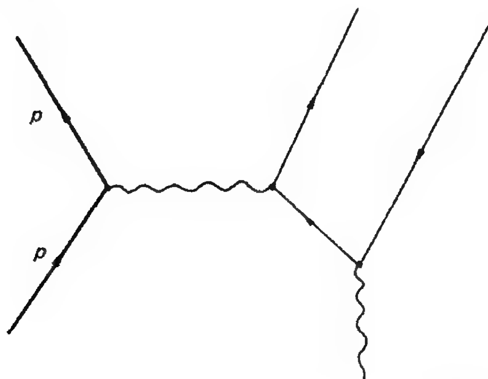
در نمودار فاینمن یك فوتون توسط خط موجدار نموده می‌شود. گسیل فوتون توسط الکترون در شکل ۳.۸ الف نشان داده شده‌است. در نمودارهای ب، ج، د همان شکل، به‌ترتیب جذب فوتون، نابودی زوج وبالاخره تولید زوج نموده‌شده‌است. می‌بینیم که فرایندهای مختلف فیزیکی توسط نمودارهای مشابهی نمایش داده می‌شوند. برای مثال نمودار مربوط به‌تولید زوج را می‌توان با چرخاندن قطعه‌های نمودار گسیل فوتون به‌دست آورد.



شکل ۳.۸ (الف) گسیل فوتون، (ب) جذب فوتون، (ج) نابودی زوج، (د) تولید زوج.

فرایندهای نموده‌شده در شکل ۳.۸ به‌خودی خود نمی‌توانند انرژی و تکانه را حفظ کنند، و فقط در حضور ذرات دیگر می‌توانند صورت بگیرند. این‌چنین فرایندهایی را فرایندهای مجازی می‌نامند. با مجموعه‌ای از نمودارهای مربوط به‌فرایندهای مجازی می‌توان نمودار بزرگی تشکیل داد به‌طوری که پایستگی انرژی و تکانه در کل نمودار

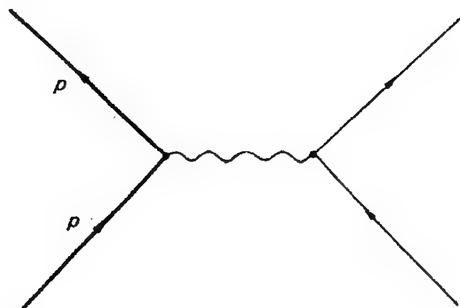
رعایت شود. به‌عنوان مثال درشکل ۴.۸ نمودار فاینمن برای تولید زوج درمیدان کولنی یك پروتون نشان داده شده است. در این شکل هر کدام از رأسها شبیه یکی ازنمودارهای شکل ۳.۸ است و تشکیل شده از یك خط فوتون که به یك خط فرمیون منتهی می‌شود.



شکل ۴.۸ تولید زوج در میدان کولنی یك پروتون.

در مکانیك کوانتومی، به‌علت اصل عدم قطعیت هایزنبرگ، یك ذره نمی‌تواند موقعیت فضا ـ زمانی معین و همزمان با آن انرژی و تکانهٔ معینی داشته‌باشد. هرچه تمرکز ذره در مکان ـ زمان بیشتر شود، عدم قطعیت در انرژی و تکانه بیشتر خواهد شد. بنابراین فرایندهای مجازی که انرژی و تکانه درآنها پایسته نمی‌ماند می‌توانند در فاصلهٔ زمانی و مکانی بسیار کوچکی که اصل عدم قطعیت هایزنبرگ اجازه می‌دهد، رخ دهند، به‌شرط آنکه این فرایندها توسط فرایندهایی که پایستگی انرژی و تکانه را برای تمام آنها تأمین می‌کنند، دنبال شوند.

یك مثال دیگر که در شکل ۵.۸ نموده شده، پراکندگی الکترون توسط یك پروتون است.

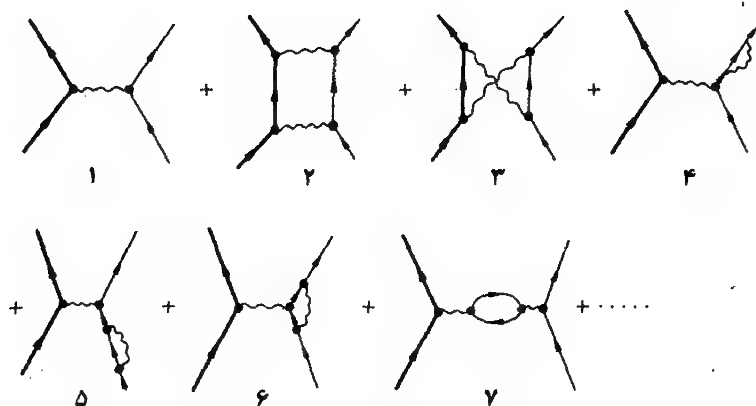


شکل ۵.۸ پراکندگی الکترون توسط پروتون.

به‌این نکته باید توجه شود که محل دقیق خطوط در نمودار فاینمن اهمیتی ندارد، بلکه فقط توپولوژی نمودار است که اهمیت دارد. این بدان علت است که حرکت ذرات باید توسط مکانیك کوانتومی توصیف شود، که در آن ذرات مسیرمعینی درفضا ـ زمان ندارند. فاینمن قواعدی را برای نوشتن دامنهٔ احتمال کوانتوم مکانیکی متناظر با هر نمودار ارائه‌داد. در حالت کلی یك فرایند را می‌توان توسط نمودارهای مختلف فاینمن نمایش داد، که به‌عنوان مثال، پراکندگی الکترون ـ پروتون درشکل ۶.۸ نموده شده است. دراین صورت دامنهٔ‌احتمال حاصل جمع‌تمام دامنه‌های احتمال مربوط‌به‌هر نمودار است و احتمال وقوع یك برهم‌کنش با رابطهٔ زیر داده می‌شود

$$\text{احتمال} = |\text{دامنهٔ احتمال}|^{2}$$

سهم‌هر نمودار n رأسی (درحالی که‌هر رأس ازنوع‌نموده شده درشکل ۳.۸ باشد) در دامنه به‌اندازهٔ عامل $(e/\sqrt{\hbar c})^{n}$ است. از آنجا که $e^{2}/\hbar c \approx 1/137$ عدد خیلی کوچکی‌است، انتظار داریم سهم نموداری‌که دارای پایینترین مرتبه‌است نقش غالب را در دامنه داشته باشد.



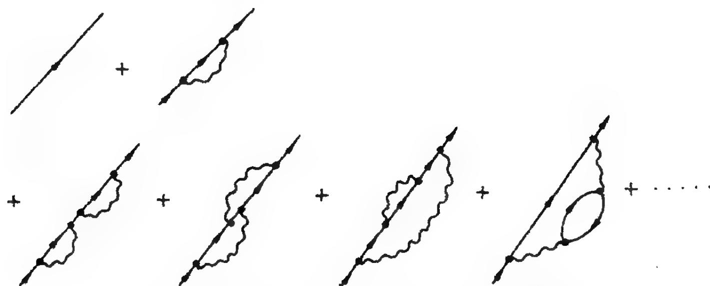
شکل ۶.۸ تعدادی از نمودارهای فاینمن مربوط به پراکندگی الکترون توسط پروتون.

اما با استفاده ازقواعد فاینمن، سهم نمودارهای (۴)، (۵)، (۶) و (۷) شکل ۶.۸ در دامنهٔ احتمال بینهایت می‌شود. این بینهایتها ناشی از توصیف ناسازگار الکترون و فوتون است. برای الکترون‌آزاد نمودارهایی با مرتبهٔ بالاتر، مطابق شکل ۷.۸، می‌توان ترسیم کرد. در این‌صورت الکترون از یك الکترون «لخت» به اضافهٔ تمام برهم کنشهای مجازی با میدان الکترومغناطیسی، که متناظر باگسیل وجذب مجددفوتونهای مجازی توسط الکترون می‌شود، تشکیل شده‌است. نمودارهایی با مرتبهٔ بالاتر برای یك فوتون‌آزاد را، آنچنان که درشکل ۸.۸ نموده شده‌است، به‌طور مشابهی می‌توان ترسیم کرد. بدین‌ترتیب

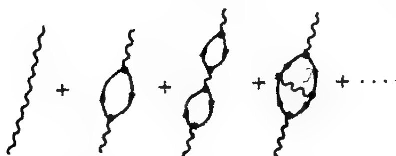
توصیف الکترون و فوتون بـا عملی که درآن الکترون و فوتون را توسط یك خط تنهـا نمایش دادیم، ناسازگار است.

با تصحیح نظریه، به‌طوری که الکترون آزاد و فوتون آزاد به‌طرز صحیحی توصیف شوند (نظریهٔ باز بهنجارش)، بینهایتهای نمودار فاینمن ازبین می‌روند ، و تمام احتمالات را تا دقت موردنظر می‌توان محاسبه کرد. بنابراین درترسیم نمودارهای فاینمن، بخشهایی شبیه شکل ۹.۸ الف، به‌علت ناسازگاری باتوصیف الکترون، بایدحذف شوند وبخشهایی شبیه شکل ۹.۸ ب،هم به خاطر ناسازگاری باتوصیف فوتون می‌باید حذف شوند.

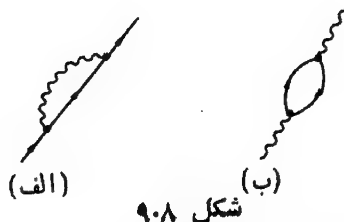
پایینترین مرتبهٔ نمودارهـای فاینمن برای پراکندگی الکترون ـ الکترون[1] (معروف



شکل ۷.۸ نمودارهای فاینمن برای‌الکترون آزاد.



شکل ۸.۸ نمودارهای فاینمن برای فوتون‌آزاد.



شکل ۹.۸

۱. به‌این نکته توجه شود که در تعیین احتمال پراکندگی الکترون ـ الکترون از طریق دامنهٔ احتمال، باید اثر غیر قابل تفکیك بودن دو الکترون را هم، آنچنان که مثلا از نمودار فاینمن شکل ۱۰.۸ الف برمی‌آید، در نظر گرفت. برای اطلاعـات بیشتر به‌کتاب فـاینمن (۱۹۶۵) فصلهای ۳ و ۴ مراجعه کنید.

به پراکندگی مولر) و پراکندگی الکترون ـ پوزیترون (معروف به پراکندگی بهابها) در شکل ۱۰.۸ نموده شده‌اند. نمونه‌های بیشتر در تمرینهای ۴ و ۷ در نظر گرفته شده‌اند.



پراکندگی الکترون ـ پوزیترون   پراکندگی الکترون ـ الکترون

شکل ۱۰.۸

۹. واپاشی بتا و نوترینو

جرم یك هسته با عدد جرمی A و عدد اتمی Z را با $M_{A,Z}$ نشان می‌دهیم. این هسته نسبت به واپاشی β، یعنی گسیل الکترون و یا پوزیترون، در صورتی ناپایدار خواهد بود که داشته باشیم

$$M_{A,Z} > M_{A,Z\pm۱} + M_e \qquad (۱.۹)$$

که در آن M_e جرم الکترون است.

توجه کنید که برای نوترون داریم

$$M_n > M_p + M_e \qquad (۲.۹)$$

و بنابراین نوترون نسبت به واپاشی β ناپایدار است.

با مطالعهٔ تجربی واپاشی بتای هسته‌ها به‌نظر می‌رسد که انرژی و اسپین دراین‌گونه برهم‌کنشها پایسته نمی‌مانند. پاؤلی به‌منظور نجات قوانین پایستگی پیشنهاد کرد که در این واپاشیها ذرهٔ دیگری هم، به‌نام نوترینو (با نماد ν) با جرم درحال سکون صفر و اسپین ۱/۲ تولید می‌شود. لازمهٔ وجود ذره‌ای با اسپین ۱/۲ وجود یك پاد ذره است، که در این موردآن را پاد نوترینو می‌نامند و با علامت $\bar{\nu}$ مشخص می‌سازند.

واپاشی نوترون به‌صورت زیر است

$$n \longrightarrow p + e^- + \bar{\nu} \qquad (۳.۹)$$

نمونه‌ای از واپاشی (هسته‌ها به) پوزیترون عبارت است از

$${}_{۱۵}\mathrm{P}^{۳۰} \longrightarrow {}_{۱۴}\mathrm{Si}^{۳۰} + e^+ + \nu \qquad (۴.۹)$$

که می‌توان آن را به صورت واپاشی یك پروتون در داخل هسته در نظر گرفت

$$p \longrightarrow n+e^{+}+\nu \qquad (۵.۹)$$

همراهی پاد نوترینو با گسیل الکترون، و نوترینو با گسیل پوزیترون، پایستگی فرمیون یا به‌بیان دقیقتر پایستگی تفاوت تعداد فرمیونها و پاد فرمیونها را در معادلات (۳.۹) و (۵.۹) تأمین می کند.

با درنظر گرفتن نوترون و پروتون به‌صورت دو حالت کوانتومی متفاوت یك ذره، می‌توان نمودارهای فاینمن مربوط به واپاشیهای (۳.۹) و (۵.۹) را مطابق شکل ۱.۹ رسم کرد. توجه کنید که در این نمودارها چهار خط فرمیون در یك رأس با یکدیگر تلاقی می کنند، به‌طوری که جهت دوخط به‌طرف رأس و جهت دوخط دیگر به‌طرف خارج از رأس است.

تولید نوترینوها همچنین در پدیدهٔ معروف به گیراندازی K، که درآن هسته‌ای پس از جذب یك‌الکترون از پوستهٔ K واپاشیده می‌شود، صورت می گیرد. مثال زیر نمونه‌ای از این پدیده‌است.

$${}_{۱۸}\mathrm{A}^{۳۷}+e^{-}_{K} \longrightarrow {}_{۱۷}\mathrm{Cl}^{۳۷}+\nu \qquad (۶.۹)$$

این پدیده را می‌توان همچنین به‌صورت جذب الکترون توسط یك پروتون در داخل هسته در نظر گرفت.

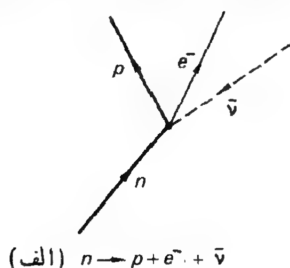
$$p+e^{-} \longrightarrow n+\nu \qquad (۷.۹)$$

این فرایند توسط نمودارهای فاینمن در شکل ۱.۹ ج نموده شده است. معادلهٔ (۷.۹) را می‌توان از معادلهٔ (۵.۹)، با استفاده ازاین‌قاعده نیز به‌دست‌آورد که یك ذره دریك طرف معادله می‌تواند توسط پاد ذرهٔ متناظرآن در طرف دیگر جایگزین شود، و به‌بیان دیگر یك پاد ذرهٔ خارج شونده معادل با یك ذرهٔ وارد شونده است. مقایسهٔ نمودارهای فاینمن در شکلهای ۱.۹ ب و ۱.۹ ج نشان می‌دهد که این قاعده متناظر با قرارداد عوض کردن جهت پیکان روی خطوط فرمیون است.

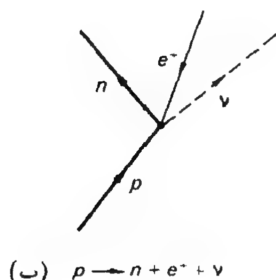
وجود نوترینو توسط آزمایشهایی بر روی پس‌زنی هسته پس از گسیل یك نوترینو و با مشاهدهٔ واپاشی معکوس β مورد تأیید قرار گرفت.

ساده‌ترین آزمایشهای پس‌زنی هسته‌ها آنهایی هستند که به‌گیراندازی K مربوط می‌شوند، زیرا اگراتم اولیه در حال سکون باشد تکانهٔ نهایی یون پس رونده باید مساوی و مخالف تکانهٔ نوترینوی گسیل‌شده‌باشد. به‌عنوان مثال، درواپاشی $\mathrm{A}^{۳۷}$ [معادلهٔ (۶.۹)] انرژی نوترینوی گسیل شده با استفاده از اختلاف جرم $\mathrm{A}^{۳۷}-\mathrm{Cl}^{۳۷}$ تعیین‌شده‌که باید برابر ۴$\pm$۸۱۶ کیلو الکترون ولت باشد. و یون $\mathrm{Cl}^{۳۷}$ باید با انرژی ۰٫۰۸$\pm$۹٫۶۷ الکترون ولت پس زده شود. آزمایشهای متعددی برای اندازه‌گیری انرژی پس‌زنی یون انجسام گرفته است. اسنل و پلی سانتون در سال ۱۹۵۵ مقدار انرژی پس زنی هسته را ۰٫۰۶$\pm$۹٫۶۳ الکترون ولت به‌دست‌آوردند، که با مقدار پیش‌بینی شده مطابقت خوبی

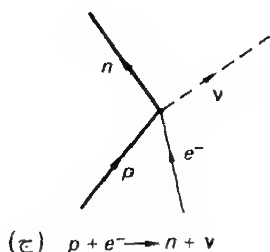
داشت و این تأییدی بود بر اینکه در واپاشی A^{37} یك نوترینو گسیل می‌شود. برای اطلاعات بیشتر در این مورد به کتاب آلن (۱۹۵۸) فصل سوم مراجعه کنید.



(الف) $n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}$



(ب) $p \rightarrow n + e^+ + \nu$



(ج) $p + e^- \rightarrow n + \nu$

شکل ۱.۹

نوترینو اولین بار توسط راینز، کوان و همکارانشان با استفـاده از برهم‌کنش زیر کشف شد.

$$\bar{\nu} + p \longrightarrow e^+ + n \qquad (۸.۹)$$

که می‌توان آن را به‌عنوان واپاشی معکوس β در نظر گرفت

$$n \longrightarrow p + e^- + \bar{\nu} \qquad (۹.۹)$$

برای این‌منظور از یك رآکتور هسته‌ای که با واپاشی بتای شکافت پاره‌ها جریان شدیدی از پاد نوترینو تولید می‌کند، استفاده کردند. آنها توانستند پاد نوترینوهای حاصل را با استفاده از یك سوسوزن مایعی بزرگ که علاوه بر هیدروژن حاوی مقداری کادمیوم بود، کشف کنند. بدین‌ترتیب که پس از جذب پاد نوترینو توسط یك پروتون بر طبق معادلهٔ (۸.۹)، پوزیترون حاصل سریعاً در برخورد با یك الکترون نابود می‌شود و در نتیجه دو پرتو گاما حاصل می‌شوند که به‌صورت پالسهای سوسوزنی آشکار خواهند شد. نوترون حاصل ازمعادلهٔ (۸.۹) ابتدا دراثر برخورد سرعت‌آن کم می‌شود، وسپس توسط یك هستهٔ کادمیوم جذب می‌شود که در نتیجهٔ آن یك یا چند پرتو گاما گسیل می‌شود. این پرتوهای گاما هم پالس سوسوزنی ایجاد می‌کنند که چندین میکروثانیه بعد از پالس اولیهٔ ناشی از نابودی پوزیترون، ظاهر می‌شود. نور حاصل از پالسهای سوسوزن، توسط ردیفی از لوله‌های تکثیرکنندهٔ فوتونی آشکار می‌شود.

در نخستین آزمایش، دستگاه آشکارساز تشکیل شده بود ازاستوانه‌ای از سوسوزنها، به‌قطر ۷۵ سانتیمتر و ارتفاع ۷۵ سانتیمتر، که درمعرض دید ۹۰ لولهٔ تکثیرکنندهٔ فوتونی قرارداشت. درآزمایش دوم، دستگاه آشکارساز از یك ساندویچ چند لایه‌ای مرکب از سه شمارگر سوسوزن و دو بشکهٔ هدف تشکیل شده بود. بشکه‌های هدف حاوی آبی بود که درآن کادمیوم کلرید حل شده بود. ضخامت هریك از شمارگرهای سوسوزن حدود ۶۰ سانتیمتر و ضخامت هر یك از بشکه‌ها حدود ۷٫۵ سانتیمتر بود. برای جزئیات بیشتر به کتاب آلن (۱۹۵۸)، فصل هفتم مراجعه کنید.

۱۰. منشأ نیروهای هسته‌ای

طبق توصیف ارائه شده توسط نمودارهای فاینمن در بخش ۸ نیروی کولنی بین ذرات باردار به‌خاطر مبادلهٔ فوتون بین این ذرات است [که این امر درشکل ۱.۱۰ الف نموده شده‌است]. نیروی کولنی نیرویی‌است با برد زیاد و فوتون دارای جرم در حال سکون صفر است.

نیروی بین نوکلئونها دارای بردکوتاه است. فیزیکدانی ژاپنی به نام یوکاوا در سال ۱۹۳۵ پیشنهاد کرد که این نیروهای هسته‌ای بردکوتاه ناشی‌از مبادلهٔ ذراتی با جرم سکون محدود M بین‌نوکلئونهاست که مزون نام دارند. این‌موضوع توسط نمودارفاینمن در شکل ۱.۱۰ ب نموده شده‌است. براثر گسیل یك مزون با جرم سکون M، پایستگی انرژی به اندازهٔ $\Delta E = Mc^2$ نقض خواهد شد. مزون مبادله شده بنابراصل عدم قطعیت هایزنبرگ، $\Delta E \Delta t \gtrsim \hbar$ می‌تواند برای مدت زمان t گسیل شود به‌طوری که

$$t \simeq \hbar / \Delta E = \hbar / Mc^2$$

در این مدت مزون مبادله شده می‌تواند حداکثر فاصلهٔ زیر را طی کند

$$R=ct\simeq\hbar/Mc$$

بنابراین برد نیروی هسته‌ای تقریباً برابر $\hbar/Mc$ خواهد بود.

برد نیروی هسته‌ای به‌طور تجربی تقریباً $۱۰^{-۱۳}$ سانتیمتر به‌دست آمده‌است که به کمك آن می‌توان جرم مزون را چنین تخمین زد

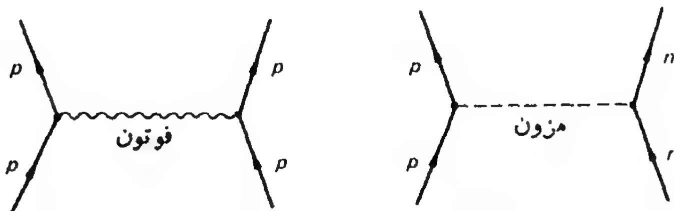
$$M\simeq\frac{\hbar}{Rc}\simeq ۰٫۳\times ۱۰^{-۲۴}\mathrm{g}$$
$$\simeq ۳۰۰M_e$$

بدین‌ترتیب یوکاوا در سال ۱۹۳۵ وجود مزونهایی را پیش‌بینی کرد که دارای برهم‌کنش قوی با نوکلئونها هستند، آنچنان که باعث نیروهای قوی هسته‌ای می‌شوند، و جرمی درحدوده ۳۰۰ جرم الکترون، که جرمی بین جرم الکترون وجرم نوکلئون است، دارند.

در سال ۱۹۳۷ آندرسون ذره‌ای را با جرمی حدود جرم پیش‌بینی‌شده درآزمایش با پرتوکیهانی در یك اتاقك ابر مشاهده کرد. خصوصیات این ذرات درخلال ده سال بعد مورد بررسی بود، اما ازآنجاکه برهم‌کنش آنها با نوکلئونها فوق‌العاده ضعیف بود، آنها را نمی‌توانستند همان مزونهایی بدانندکه توسط یوکاوا پیش‌بینی شده بود.

این‌معما سرانجام‌توسط لیتس، پاؤل و اوکیالینی با کشف این‌مسئله‌که دونوع مزون به نام مزون مو و مزون پی وجود دارند، حل شد. مزون پی‌که دارای برهم‌کنش قوی با نوکلئونهاست، عمر خیلی‌کوتاهی دارد و به مزون مو یعنی همان مزونی‌که قبلا توسط آندرسون‌کشف شده بود، واپاشیده می‌شود. مزون مو عمر طولانیتر دارد و با ذرات دیگر برهم‌کنش‌قوی ندارد. وجود مزون مو (که میون هم‌نامیده می‌شود) ظاهراً ربطی به‌نیروهای هسته‌ای ندارد. در واقع وجود میون هنوز یك معما برای فیزیکدانهاست، زیرا به‌نظر می‌رسدکه وجودش هیچ ارتباطی با هیچیك از پدیده‌های فیزیکی نداشته باشد.

مزون پی (که پیون هم‌نامیده می‌شود) همان ذره‌ای است‌که توسط یوکاوا پیش‌بینی شده بود، و مبادلهٔ پیون بین نوکلئونهاست‌که در ایجاد نیروهای هسته‌ای دخالت دارد. اما نیروهای هسته‌ای فقط ناشی از مبادلهٔ پیونهانیست. مزونهای دیگری هم‌کشف شده‌اند که بعداً در موردآنها صحبت خواهیم‌کرد. ازآنجایی‌که جرم مزونهای دیگرازجرم مزون



(الف) نیروی الکترومغناطیسی — (ب) نیروی هسته‌ای

شکل ۱۰۱۰

پی بیشتر است، بنابراین سهم آنها در نیروهـای هسته‌ای کمتر از سهم نـاشی از پیونهـا خواهد بود. توجه داشته بـاشید که هنوز نظریهٔ کاملی برای توضیح نیروهـای هسته‌ای در دست‌نیست. وقتی که نوکلئونها خیلی نزدیك به‌هم نباشند، همان طورکه درشکل ۱۰.۱۰ب نموده شده ، نیروی نوکلئون ـ نوکلئون نـاشی از مبـادلهٔ پیونی منفرد است ، و به این طریق به نحو رضایت بخشی دنبـالهٔ برهم‌کنش نوکلئون ـ نوکلئون توضیح داده می‌شود. ولی برای فواصل کوتاهتر هنوز توضیح رضایت بخشی از نیروهای هسته‌ای وجود ندارد.

به خاطرداشته‌باشید که مطابق قواعد نمودارهای فاینمن، خطوط فرمیون نمی‌توانند دارای ابتدا و انتها باشند و فقط خطوط بوزون هستند که ابتدا و انتهـا دارند. بـا توجه به‌اینکه در نمودار ۱۰.۱۰ ب خط پیون دارای ابتدا و انتهاست، اگر مبادلهٔ پیونهـا در ایجاد نیروهای هسته‌ای سهیم باشد باید پیونها بوزون باشند، و بنـابراین در هر تعدادی دلخواه بتوانند خلق یا نابود شوند.

پیونها اولین بار درآزمایشگاه توسط گارد نرولیتس در سال ۱۹۴۸ بـا استفاده از ذرات آلفای ۳۸۰ مگا الکترون ولت حاصل‌ازسنکروسیکلوترون ۴۶۰ سانتیمتری دانشگاه کالیفرنیا، تولید شدند.

۱۱. پیونها

پیون از نقطه نظر بار الکتریکی در سه حالت π^+، π° و π^- یافت می‌شود. π^+ و π^- دارای جرم یکسان، ۱۳۹٫۶ مگا الکترون‌ولت و طول عمر یکسان، $۲٫۶ \times ۱۰^{-۸}$ ثانیه هستند (به‌پیوست ج مراجعه کنید)، و نزدیك به ۱۰۰ درصد موارد واپاشی آنها به‌صورت زیر است

$$\pi^+ \longrightarrow \mu^+ + \nu_\mu \qquad (۱.۱۱)$$
$$\pi^- \longrightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu$$

اما این پیونها، مدهای واپاشی دیگری هم دارندکه ازجملهٔ آنها طریقهٔ زیر باکسر واپاشی $۱٫۲ \times ۱۰^{-۴}$ است

$$\pi^+ \longrightarrow e^+ + \bar{\nu}_e \qquad (۲.۱۱)$$
$$\pi^- \longrightarrow e^- + \bar{\nu}_e$$

که بنا بر تعریف کسر واپاشی درحالتی خاص را نسبت انشعاب می‌نامند. پیونهای باردار به صورت زیر هم با نسبت انشعاب $۱٫۲ \times ۱۰^{-۴}$ واپاشیده می‌شوند

$$\pi^+ \longrightarrow \mu^+ + \nu_\mu + \gamma \qquad (۳.۱۱)$$
$$\pi^- \longrightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu + \gamma$$

در معادلات بالا میان نوترینوی همراه با میون و نوترینوی همراه با الکترون تفاوت قائل شده‌ایم زیرا، آنچنان‌که در بخش ۳۴ خواهیم دید، دو نوع نوترینوی مختلف وجود دارد.

جرم پیون خنثی (π°) برابر ۱۳۵ مگا الکترون ولت است، که به‌اندازهٔ ۴٫۶ مگا الکترون ولت از جرم پیونهای باردار کمتر است. π° با نسبت انشعاب ۹۸٫۸ درصد به‌صورت زیر

$$\pi^\circ \longrightarrow \gamma+\gamma \qquad (۴.۱۱)$$

و با نسبت انشعاب ۱٫۲ درصد به‌صورت زیر

$$\pi^\circ \longrightarrow e^+ + e^- + \gamma \qquad (۵.۱۱)$$

واپاشیده می‌شود.

برای جلوگیری از تکرار نوشتن معادلاتی شبیه (۱.۱۱) تا (۵.۱۱)، مدهای واپاشی را با صرفنظر کردن از حالت بار با ذکر محصولات واپاشی خلاصه نویسی می‌کنند. بدین ترتیب معادله‌های (۱.۱۱) به‌صورت $\mu\nu$ خلاصه می‌شود.

خواص پیونها را می‌توان از طریق مطالعهٔ برهم‌کنشهایی مورد بررسی قرارداد که درآنها پیونها تولید می‌شوند، از قبیل برهم‌کنش زیر

$$p+p \longrightarrow p+n+\pi^+ \qquad (۶.۱۱)$$

و واکنشهایی که پیونها درآن شرکت دارند، از قبیل واکنشهای زیر

$$\begin{aligned} \pi^- + p &\longrightarrow \pi^- + p \\ \pi^- + p &\longrightarrow \pi^\circ + n \\ \pi^- + p &\longrightarrow \pi^\circ + \pi^- + p \end{aligned} \qquad (۷.۱۱)$$

ترکیب خاصی از ذرهٔ بمباران‌کننده و ذرهٔ هدف، از قبیل $\pi^- + p$، همانندآنچه در معادله‌های (۷.۱۱) نموده شده، کلا ممکن است به حالات مختلفی از ترکیب ذرات نهایی منجر شود. هر گونه ترکیبی از ذرات را یك‌کانال می‌نامند.

تمرین

۱. نشان دهید که به‌علت پایستگی انرژی و تکانه، یك فوتون در فضای خالی نمی‌تواند زوج الکترون-پوزیترون ایجاد کند.

۲. انرژی آستانه برای تولید یك زوج الکترون-پوزیترون توسط فوتون را در حضور یك الکترون ساکن محاسبه کنید.

۳. انرژی آستانه برای تولید یک زوج الکترون-پوزیترون را در برخورد پروتون-پروتون محاسبه کنید.

۴. نمودارهای فاینمن پایینترین مرتبه را برای اثر کامپتون رسم کنید.

۵. با درنظر گرفتن نمودارهای به‌دست‌آمده در تمرین ۴، از طریق شکاف زمانی برای قبل و بعد از هر رأس، نمودارهایی شبیه نمودارهـای شکل ۲.۸ ب رسم کنید که موقعیت و جهت حرکت ذرات را نشان دهد.

۶. نمودار فاینمن را برای واپاشی معکوس بتا، یعنی معادلهٔ (۸.۹)، رسم کنید.

۷. نمودارهای فاینمن پایین مرتبه را برای حالات زیر رسم کنید
(الف) پراکندگی پوزیترون توسط پروتون؛
(ب) تولید تابش ترمزی در برخورد الکترون - پروتون؛
(ج) تولید یک زوج الکترون - پوزیترون توسط فوتون در حضور یک الکترون؛
(د) تولید الکترون - پوزیترون در برخورد الکترون - پروتون.

۸. برای هریک از واکنشهای واپاشی زیر، تمام حالتهای باری ممکن هر ذره و انرژی آزاد شده در واپاشی (Q) را مشخص سازید.

(الف) $\pi \longrightarrow \mu+\nu$

(ب) $\pi \longrightarrow \gamma+\gamma$

(ج) $\mu \longrightarrow e+\nu+\nu$

برای واپاشی (الف)، انرژی جنبشی میون را در دستگاه مقایسه‌ای که پیون اولیه در آن ساکن باشد، به‌دست آورید.

۹. مزون مو به خاطر چه خصوصیاتی از مزون پیش‌بینی‌شدهٔ یوکاوا متفاوت است؟

۱۰. انرژی آستانه برای تولید پاد پروتون را در برخورد پروتون - پروتون محاسبه کنید.

مراجع

Allen, J. S., *The Neutrino*, 1958. Princeton University Press.

Feynman, R. P., R. B. Leighton and M. Sands, *Quantum Mechanics*, Vol. III of *The Feynman Lectures on Physics*, 1965. Addison-Wesley, Reading, Mass.

Segre, E. and C. E. Wiegand, «The antiproton», *Sci. Am*, June 1956.

Snell, A. H. and F. Pleasonton, *Phys. Rev*, 97 (1955) 246; 100 (1955) 1396.

۳

خواص پیون

۱۲. اسپین π^+

اسپین π^+ را با به‌کار گیری اصل توازن تفصیلی (پیوست د) در تجزیهٔ دوترون پس‌ازجذب یك پیون مثبت با مقطع $\sigma_{\text{جذب}}$

$$d+\pi^+ \longrightarrow p+p \qquad (۱.۱۲)$$

و واکنش معکوس متناظر با مقطع $\sigma_{\text{تولید}}$

$$p+p \longrightarrow d+\pi^+ \qquad (۲.۱۲)$$

می‌توان تعیین کرد (برای تعریف مقطع به‌پیوست ج مراجعه کنید). بر طبق‌معادلهٔ (۶.۱د) داریم

$$۱/۲\ (۲J_p+۱)^۲ p_p^۲ \sigma_{\text{تولید}} = (۲J_d+۱)(۲J_\pi+۱)\ p_\pi^۲\ \sigma_{\text{جذب}} \qquad (۳.۱۲)$$

با توجه به‌اینکه اسپین پروتون $J_p = ۱/۲$ و اسپین دوترون $J_d = ۱$ معلوم هستند، نتیجه می گیریم

$$۲J_\pi + ۱ = ۲/۳\left(\frac{p_p}{p_\pi}\right)^۲ \frac{\sigma_{\text{تولید}}}{\sigma_{\text{جذب}}}$$

نتایج آزمایشی بدون‌هیچ‌گونه ابهامی نشان‌می‌دهد که $J_\pi = ۰$ است (کارت‌رایت، ۱۹۵۳) (تمرین ۱).

فرض می‌کنیم که π^- دارای همان اسپین π^+ است.

۱۳. پاریته[1]

حرکت یك ذرهٔ تنها را در نظر بگیرید، به‌طوری که فیزیك این ذره با وارونی مختصات نسبت به‌مبدأ، یعنی

$$\mathbf{r} \longrightarrow -\mathbf{r} \qquad (۱.۱۳)$$

تغییر نکند.

یك مثال خاص دراین‌مورد، ذره‌ای است که درپتانسیلی باتقارن کروی $V(r)$ حرکت می‌کند. یك حالت مکانیك کوانتومی ذره، که توسط تابع موج $\psi(\mathbf{r})$ توصیف می‌شود، را در نظر می گیریم. اگر $\psi(\mathbf{r})$ نسبت به‌وارونی ناوردا باشد، باید داشته‌باشیم

$$\psi(-\mathbf{r}) = \psi(\mathbf{r}) \qquad (۲.۱۳)$$

ولی از آنجایی که خود تابع موج به‌طور فیزیکی مشاهده‌پذیر نیست، این شرط خیلی محدودکننده است. چگالی احتمال برای یافتن ذره در نقطهٔ $\mathbf{r}$ چنین‌است

$$|\psi(\mathbf{r})|^2 = \psi^*(\mathbf{r})\psi(\mathbf{r}) \qquad (۳.۱۳)$$

و ما فقط لازم داریم که این چگالی احتمال تحت وارونی تغییر نکند، بنابراین می‌توانیم داشته باشیم

$$\psi(-\mathbf{r}) = e^{i\delta}\psi(\mathbf{r}) \qquad (۴.۱۳)$$

با انجام وارونی دیگری نسبت به‌مبدأ مختصات، خواهیم داشت

$$\psi(\mathbf{r}) = e^{i\delta}\psi(-\mathbf{r}) = e^{2i\delta}\,\psi(\mathbf{r}) \qquad (۵.۱۳)$$

بنابراین

$$e^{2i\delta} = 1;\ e^{i\delta} = \pm 1 \qquad (۶.۱۳)$$

اگر

$$\psi(-\mathbf{r}) = +\psi(\mathbf{r})$$

باشد، می‌گوییم که حالت دارای پاریتهٔ زوج یا «+» است. و اگر داشته‌باشیم

$$\psi(-\mathbf{r}) = -\psi(\mathbf{r})$$

می‌گوییم که حالت دارای پاریتهٔ فرد یا «−» است.

---

۱. به‌کتاب فاینمن (۱۹۶۵) وکتاب زیوك (۱۹۶۹) مراجعه کنید.

وارونی مختصات نسبت به مبدأ در مکانیك کوانتومی توسط عملگر P نمایش داده می‌شود، به‌طوری که

$$P\psi(\mathbf{r})=\psi(-\mathbf{r})$$

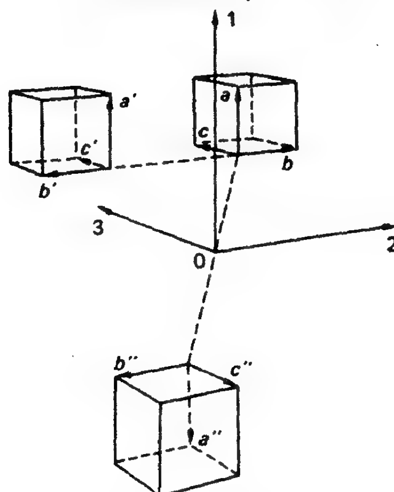
P را عملگر پاریته یا عملگر وارونی می‌نامند. ویژه مقدار P مقادیر ± 1 هستند

$$P\psi(\mathbf{r})=\pm\psi(\mathbf{r})$$

وارونی مختصات نسبت به‌مبدأ را تبدیل پاریته نیز می‌نامند.

پاریته را همچنین می‌توان با در نظر گرفتن انعکاس در یك صفحه مورد بحث قرار داد، زیرا، همان‌طور که درشکل ۱۰۱۳ نموده شده، انعکاس در یك صفحه هم ارز وارونی نسبت به مبدأ و به‌دنبال آن یك دوران ۱۸۰ درجه‌ای است.

وارونی نسبت به مبدأ، یك دستگاه مختصات راستگرد را به‌دستگاه مختصات چپگرد تبدیل می‌کند. ناوردایی قوانین فیزیکی تحت وارونی هم‌ارز آن‌است که قوانین فیزیکی در دستگاههای مختصات راستگرد و چپگرد یکسان باشند.



شکل ۱۰۱۳ $a'b'c'$ تصویر آینه‌ای abc است که از انعکاس در صفحه (۱و۳) به‌دست آمده‌است. $a''b''c''$ وارون abc نسبت‌به‌مبدأ O است. $a'b'c'$ رامی‌توان از دوران ۱۸۰ درجه‌ای $a''b''c''$ حول محور ۲ به‌دست آورد.

برای دستگاهی که تحت وارونی ناورداست، پاریته در طول زمان ثابت می‌ماند، یعنی پایسته است. اگر چنین دستگاهی در ابتدا دارای پاریتهٔ زوج باشد،

در طول زمان همان پاریته را حفظ خواهد کرد، اگر چه ممکن است تعداد ذرات موجود در دستگاه تغییر کند. چنانچه دستگاهی متشکل از دو ذرهٔ ۱ و ۲ که بر یکدیگر برهم‌کنش ندارند و توسط یك معادلهٔ موج حاصلضرب توصیف شده‌است، را درنظر بگیریم

$$\psi(\mathbf{r}_1)\phi(\mathbf{r}_2)$$

می‌بینیم که پاریتهٔ دستگاه، حاصلضرب پاریته‌های ذرات جداگانه‌است. پاریته یك عدد کوانتومی ضربی‌است.

تاسال ۱۹۵۶ به‌نظرمی‌رسیدکه تمام قوانین‌فیزیك تحت وارونی‌یا انعکاس‌مختصات ناوردایند و در نتیجه پاریته درتمام واکنشها پایسته‌است. احتمال اینکه درمورد ناوردایی پاریتهٔ تحت وارونی استثنایی وجود داشته باشد، اولین‌بار توسط لی و یانگ در سال ۱۹۵۶ در رابطه با واپاشی بتا مطرح شد، که این مسئله را در فصل ۷ مورد بحث قرار خواهیم داد. اما درحال حاضر خود را محدود به برهم‌کنشهایی می‌کنیم که تحت انعکاس ناوردایند و در نتیجه درآنها پاریته پایسته‌است.

می‌دانیم که برهم‌کنشهای الکترومغناطیسی تحت انعکاس ناوردایند و درآنها پاریته پایسته است. آزمایشهای فیزیك هسته‌ای نشان می‌دهد که نیروهای هسته‌ای تحت انعکاس ناوردایند و درآنها پاریته پایسته‌است. چون بخشی از نیروهای هسته‌ای به خاطر مبادلهٔ پیونهاست، برهم‌کنش پیونها با نوکلئونها پاریته را حفظ می‌کند.

یك ذره ممکن است همان‌طورکه به‌خاطر حالت فضایی‌اش پاریته دارد، پاریتهٔ‌ذاتی نیز داشته‌باشد. درآن صورت پاریتهٔ کل، حاصلضرب پاریتهٔ فضایی و پاریتهٔ ذاتی خواهد بود. در فرایندهایی‌که امکان‌آفرینش یا نابودی ذرات درآنها نیست، پاریته‌های ذاتی ذرات اهمیتی نداشته و نتایج قابل مشاهده‌ای ندارند. در واکنشهایی‌که باآفرینش و یا نابودی ذرات همراه است، پاریتهٔ ذاتی ذرات باید در تعیین قواعدگزینش مربوط به پایستگی پاریته در نظرگرفته شوند. پاریتهٔ ذاتی یك ذره تنها زمانی معنی مطلق دارد که ذره بتواندبه‌دلخواه‌آفریده و یا نابود شود. به‌ذراتی که‌نمی‌توانندبه دلخواه‌آفریده ویا نابود شوند، یك پاریتهٔ ذاتی اختیاری نسبت داده می‌شود، و پاریتهٔ ذرات دیگری‌که از تبدیل ذرات قبلی در طی واکنشهایی به‌دست می‌آیند، با استفاده ازقانون پایستگی پاریته تعیین می‌شود. سازگاری پاریته‌های ذاتی‌نسبت‌داده شده، اثباتی ازپایستگی پاریته در واکنشهای مورد نظر خواهد بود. این‌طرزکار ممکن‌است خیلی دلخواهانه و غیر عملی به‌نظرآید. در آینده با چندین مثال از این قبیل روبه‌رو خواهیم شد، وکارایی این روش را خواهیم‌دید. اساساً دلیل عملی بودن این روش، وجود واکنشهایی‌است‌که درآنها پاریته پایسته‌است و این واکنشها را می‌توان به‌سادگی ازآنهایی‌که پایستگی پاریته درآنها صدق نمی‌کند، جداکرد. اگر پایستگی پاریته در واکنشها به‌زحمت صورت می‌گرفت، مفهوم پاریتهٔ ذاتی بی‌معنی می‌شد.

ذره‌ای با اسپین صفر ممکن‌است توسط یك تابع موج نرده‌ای توصیف شود، و در این صورت پاریته‌اش زوج خواهد بود. امکان دیگر این‌است‌که پاریتهٔ ذاتی فرد داشته

باشد و توسط تابع موج شبه نرده‌ای توصیف شود.

یك کمیت شبه نرده‌ای تحت دوران به صورت یك کمیت نرده‌ای تبدیل می‌شود، اما تحت انعکاس تغییر علامت می‌دهد. یك مثال ساده از کمیت شبه نرده‌ای، حاصلضرب سه بردار به صورت زیر است

$$(\mathbf{A}\times\mathbf{B}).\mathbf{C}$$

که‌علامت‌این کمیت‌به راستگرد ویاچپگردبودن‌دستگاه مختصات مورد استفاده، بستگی دارد.

برای تابع موج $\psi_l(\mathbf{r})$ که توصیف‌کنندهٔ ذره‌ای با تکانهٔ زاویه‌ای $\hbar l$ و متحرك‌در پتانسیل با تقارن کروی است، داریم (ساکسون، ۱۹۶۸)

$$\psi_l(-\mathbf{r})=(-1)^l\psi_l(\mathbf{r}) \tag{۷.۱۳}$$

اگر پاریتهٔ ذاتی ذره زوج باشد، در آن صورت پاریتهٔ کل ذره $(-1)^l$ خواهد بود. هرگاه پاریتهٔ ذاتی ذره فرد باشد، پاریتهٔ‌کل ذره $(-1)^{l+1}$ خواهد بود.

برای دو ذره‌ای که از طریق یك پتانسیل مرکزی برهم‌کنش می‌کنند، داریم

$$\psi(\mathbf{r}_1,\mathbf{r}_2)=e^{iK.R}\phi_l(\mathbf{r})$$

که در آن $\mathbf{R}$ مختصات مکانی مرکز جرم، $\hbar\mathbf{K}$ تکانهٔ‌کل و

$$\mathbf{r}=\mathbf{r}_1-\mathbf{r}_2$$

است. تابع $\phi_l(\mathbf{r})$ همان شکل تابع‌موج ذره‌ای منفردباتکانهٔ زاویه‌ای مداری $\hbar l$ را دارد (ایزبرگ، ۱۹۶۱). $\hbar l$ تکانهٔ زاویه‌ای مداری دستگاه دو ذره‌ای درچارچوب مرکزجرم آنهاست و گاهی تکانهٔ زاویه‌ای نسبی نیز نامیده می‌شود. در چارچوب مرکز جرم $\mathbf{K}=0$ و پاریتهٔ $(-1)^l$ است. شایسته است توجه شود که در چارچوب مرکز جرم، وارونی مختصات همان اثراتی‌را ایجاد می‌کند که‌تعویض مختصات‌فضایی دو ذره‌به‌وجودمی‌آورد.

امکان اندازه‌گیری مستقیم پاریتهٔ ذاتی یك فرمیون وجود ندارد، زیرا فرمیونها همیشه به‌صورت زوج آفریده و نابود می‌شوند. ولی اندازه‌گیری پاریتهٔ ذاتی یك بوزون امکان پذیر است، زیرا بوزونها می‌توانند به‌دلخواه‌آفریده و یا نابود شوند.

۱۴. پاریتهٔ π^-

گیراندازی π^- توسط دوتریوم را در نظر بگیریم.

$$\pi^-+d \longrightarrow n+n \tag{۱.۱۴}$$

در ابتدا سرعت پیونها با از دست دادن انرژی ازطریق یونش، کم می‌شود تا اینکه عملا به حال سکون درآیند، سپس به مدارهای اتمی اطراف دوترون وارد می‌شوند. گیراندازی π^- عمدتاً از حالت $1s$ صورت می‌گیرد، زیرا حالت $1s$ دارای بزرگترین چگالی احتمال $|\psi|^2$ در داخل دوترون است.

به طـور دلخواه بـه پروتون و نوترون پاریتهٔ ذاتی یکسان ۱+ نسبت می‌دهیم. تکانهٔ زاویه‌ای مداری داخلی دوترون نیز زوج است، لـذا پـاریتهٔ دوترون ۱+ است. چون π^- در حالت ۱s است، پاریتهٔ دستگاه $(\pi^- + d)$ همان پاریتهٔ π^- است، که بـا توجه به پایستگی پاریته برابر با پاریتهٔ حالت نهایی دو نوترون خواهد بود.

ازآنجا که پیون دارای اسپین صفر است و از حالت ۱s با $l = ۰$ نیز گیر می‌افتد، اسپین کل حالت اولیه برابر اسپین دوترون خواهد بود که برابر است با $J = ۱$. با توجه به پایستگی تکانهٔ زاویه‌ای، حالت نهایی دارای $J = ۱$ خواهـد بود. در اینجا، تمام حالتهای ممکن دو نوترون را با $J = ۱$ در نظر می‌گیریم.

تکانهٔ زاویه‌ای کل J برای دو ذره با اسپینهای $s_۱$ و $s_۲$ را می‌توان ابتدا از جمع کردن اسپینها با یکدیگر

$$\mathbf{S} = \mathbf{s}_۱ + \mathbf{s}_۲$$

و سپس از جمع کردن S با تکانهٔ زاویه‌ای مداری l به‌دست‌آورد

$$\mathbf{J} = \mathbf{S} + \mathbf{l}$$

داریم

$$l = ۰, ۱, ۲, \cdots$$

و برای

$$s_۱ = ۱/۲, \quad s_۲ = ۱/۲$$

خواهیم داشت

$$S = ۰ \text{ یا } ۱$$

اما فقط ترکیبات نشان داده شده درجدول ۱.۱۴ می‌توانند نتیجهٔ $J = ۱$ را بدهند. حال این الزام که تابع موج کل باید نسبت به تعویض دونوترون پاد متقارن بـاشد را در نظر می‌گیریم. برای $S = ۰$ تابع اسپین نسبت به تعویض پاد متقارن، و برای $S = ۱$ تـابع اسپین نسبت به تعویض متقارن است، و تابع مـوج فضایی در تعویض دونوترون علامت $(-۱)^l$ را دارد. تنها حالتی که در جدول ۱.۱۴ درکل نسبت به تعویض دونوترون پـاد

جدول ۱.۱۴ مقادیر ممکن S و l برای دستگاهی متشکل از دو ذره با $J = ۱$.

S	l
۰	۱
۱	۰
۱	۱
۱	۲

متقارن است، حالتی است که درآن ۱ = S و ۱ = l باشد. ازآنجاکه پاریتهٔ دستگاه دو نوترون $(-1)^l = -1$ است، پاریتهٔ ذاتی π^- برابر ۱ — (فرد) بوده، و پیون توسط یك تابع موج شبه نرده‌ای نشان داده می‌شود.

۱۵. اسپین و پاریته π°

تعیین اسپین و پاریته π° نیازمند استفاده از مکانیك کوانتومی پیچیده‌ای است که ازحدود این کتاب فراتر می‌رود، لذا توضیح خلاصه‌ای ازمسئله ارائه خواهد شد. جزئیات بیشتری از نظریهٔ لازم در کتاب ویلیامز (۱۹۶۱) ارائه شده است.

با استفاده از واپاشی مشاهده شدهٔ زیر

$$\pi^\circ \longrightarrow 2\gamma$$

می‌توان استنتاج کرد که اسپین J برابر ۱ نیست، وبدین‌ترتیب تقریباً قطعی‌است که ۰ = J باشد. پاریته را می‌توان بسا اندازه‌گیری قطبیدگی فوتونها تعیین کرد. اگر π° یك ذرهٔ نرده‌ای باشد، دو فوتون حــاصل دارای قطبیدگی صفحه‌ای یکسانی خواهند بود. و اگر π° یك‌ذرهٔ شبه نرده‌ای باشد، دوفوتون صفحات قطبش عمود برهم خواهند داشت. به‌علت دشواری اندازه‌گیری قطبیدگی صفحه‌ای پرتوهای گامای پر انرژی، چنین آزمایشی مستقیماً انجام نگرفته است. اما مطالعهٔ همبستگی زاویه‌ای محصولات واپاشی π°، در واپاشی آن به دو زوج الکترون ـ پوزیترون

$$\pi^\circ \longrightarrow e^+ + e^- + e^+ + e^-$$

نتیجه می‌دهد که π° پاریتهٔ فرد دارد (پلانو، ۱۹۵۹). فرض می‌کنیم که π^+ نیز پــاریتهٔ فرد دارد.

۱۶. پاریته و قوانین پایستگی مطلق

در بحث مربوط به پــاریتهٔ π^-، فرض کردیم که پروتون و نوترون دارای پــاریتهٔ ذاتی یکسانی بــاشند. اگر فرض کنیم که پروتون و نوترون دارای پاریتهٔ ذاتی مخالف یکدیگر باشند، نتیجه می‌شود که π^- و π° نیزدارای پاریتهٔ ذاتی مخالف هم هستند. غیرممکن‌است که بتوان پاریتهٔ ذاتی پیونهای باردار را مستقل از پاریتهٔ ذاتی نوکلئون تعیین کرد. امــا همچنان که دیده‌ایم، پاریتهٔ π° را می‌توان بدون ابهام تعیین کرد. پاریته‌هــا را از طریق مطالعهٔ واکنشهــا مقایسه می‌کنند. ولی ازآنجا که در تمام واکنشها بار پایسته می‌مــاند، نمی‌توانیم پاریتهٔ حالتهای بــا بار مختلف را مقایسه کنیم. می‌توانیم پاریتهٔ تمام ذرات بــا بار $+e$ را، بدون اینکه هیچ تغییر فیزیکی ایجــاد شود، در ۱ — ضرب کنیم. در این صورت پروتون و نوترون دارای پــاریتهٔ ذاتی مخالف هم خواهند شد. این کار، تنهــا

صورتبندی را به‌طورغیرلازمی پیچیده می‌کند. بنابراین، پاریتهٔ حالتهای باردار گوناگون را به نحوی انتخاب می‌کنیم که ساده‌ترین طرح را داشته باشد، یعنی با به‌کاربردن P برای پاریته می‌نویسیم

$$P_n = P_p \,, \quad P_{\pi^+} = P_{\pi^\circ} = P_{\pi^-}$$

هرکجا که کمیتی با پایستگی مطلق وجود داشته باشد با چنین وضعیتی رو به‌رو خواهیم شد، و پاریتهٔ ذاتی تعدادی از حالتها باید به‌دلخواه تعیین شود.

به‌عنوان نمونه، این‌حقیقت که تعداد نوکلئونهای شرکت‌کننده دریك واکنش همیشه پایسته می‌ماند، توسط پایستگی عدد باریونی B توصیف می‌شود.

به‌نوترون و پروتون عدد باریونی $B=1$ و به‌پاد نوترون و پادپروتون $B=-1$ نسبت داده می‌شود. به‌پیونهای π°، π^+، π^- (همچنین‌به‌الکترونها، نوترینوها، مزونهای μ و فوتونها) عدد باریونی $B=0$ نسبت داده می‌شود. بنابراین، عدد باریونی در تمام واکنشها پایسته‌است. به‌عنوان مثال واکنش زیر را، با اعداد باریونی مناسبی که در زیر هر ذره نشان داده شده است، در نظر بگیریم

$$p + \bar{p} \longrightarrow \pi^+ + \pi^- + \pi^\circ$$
$$(1) + (-1) = (0) + (0) + (0)$$

ملاحظه می‌شود که پاریتهٔ حالتهای با اعداد باریونی مختلف را نمی‌توان به طور مطلق‌باهم مقایسه کرد. پاریتهٔ π° با $B=0$ به‌طور یگانه تعیین‌شده و $P_{\pi^\circ} = -1$ است. اما پاریتهٔ نوکلئون را می‌توان فرد درنظر گرفت، یعنی

$$P_p = P_n = -1$$

بدون‌آنکه تغییری درفیزیك رخ دهد. اما چون نوکلئون نقطهٔ شروع درتعیین پاریتهٔ ذاتی است، ساده‌تراست که پاریتهٔ نوکلئون را به‌صورت زیر در نظر گیریم

$$P_n = P_p = +1$$

تمرین

۱. مقطع تولید واکنش (۲.۱۲) برای پروتونهای حاوی انرژی جنبشی ۳۴۰ میلیون الکترون ولت در چارچوب آزمایشگاه برابر $(0.18 \pm 0.06) \times 10^{-27}$ سانتیمتر مربع است. مقطع جذب واکنش (۱.۱۲) وقتی که پیونهای فرودی دارای انرژی جنبشی ۲۹ میلیون الکترون ولت در چارچوب آزمایشگاه باشند، عبارت است از $(3.1 \pm 0.3) \times 10^{-27}$ سانتیمتر مربع. تغییرات مقطعها نسبت به‌انرژی به‌اندازهٔ

کافی آهسته است، و انرژی پیونها درچارچوب مرکزجرم برای مقایسهٔ این دو واکنش به کفایت نزدیك هستند.

اسپین π^+ را به‌دست آورید (کارت رایت، ۱۹۵۳). (توجه کنید: چون جواب باید عدد درستی باشد، دقت زیادی در محاسبات لازم نیست و از سینما تیك نانسبیتی می‌توانید استفاده کنید.)

۲. در بخش ۱۴، تعیین پاریتهٔ ذاتی π^- با فرض اینکه پاریتهٔ ذاتی پروتون و نوترون هر دو زوج است، مورد بحث قرار گرفت. با طرز عمل مشابهی، چه پاریتهٔ ذاتی باید به π^- نسبت داد، اگر فرضهای زیر را در مورد پاریتهٔ ذاتی پروتون و نوترون به‌کار بریم

(الف) $P_p = -1$ ، $P_n = +1$ (ب) $P_n = -1$ ، $P_p = +1$

(ج) $P_n = P_p = -1$

۳. با فرض آنکه همیشه پروتون هدف باشد، انرژی آستانهٔ واکنشهای زیر را در چارچوب آزمایشگاه تعیین کنید

(الف) $p+p \longrightarrow p+p+\pi^\circ$ (ب) $p+p \rightarrow p+n+\pi^+$

(ج) $p+p \rightarrow p+p+\pi^+ +\pi^-$ (د) $\pi^- +p \rightarrow p+\bar{p}+n$

(ه) $\pi^\circ +p \rightarrow \pi^+ +n$ (و) $p+p \rightarrow p+p+\pi^+ +\pi^- +\pi^\circ$

(ز) $n+p \rightarrow p+p+\pi^- +\pi^- +\pi^+$

۴. کدام یك از واکنشهای زیر مطلقاً ممنوع هستند، و چرا؟

(الف) $p \rightarrow e^+ +\gamma$ (ب) $n \rightarrow p+e^- +\bar{\nu}_e$

(ج) $\pi^\circ +\pi^- \rightarrow \bar{n}+p$ (د) $n \rightarrow p+e^+ +\nu_e$

(ه) $\pi^\circ +n \rightarrow \pi^- +\bar{p}$ (و) $\bar{n}+n \rightarrow \pi^\circ +\pi^+ +\pi^-$

(ز) $\pi^+ +n \rightarrow \pi^- +p$

۵. خواص پیونها و فوتونها را مقایسه کنید.

مراجع

Cartwright, W. F., C. Richman, M. N. Whitehead and H. A. Wilcox, *Phys. Rev*, **91** (1953) 677.

Eisberg, R.M., *Fundamentals of Modern Physics*, 1961, Wiley, New-York. Chapter 10.

Feynman, R. P., R. B. Leighton and M. Sands, *Quantum Mechanics*, Vol. III of *The Feynman Lectures on Physics*, 1965. Addison-Wesley, Reading, Mass. Section 17.2.

Plano, R., A. Prodell, N. Samios, M. Schwartz and J. Steinberger, *Phys. Rev. Lett*,3 (1959) 525.

Saxon, D. S., *Elementary Quantum Mechanics*, 1968. Holden-Day, San Francisco. Chapter IX.

Williams, W. S. C., *An Introduction to Elementary Particles*, 1961. Academic Press, New York. Section 7.5.

Ziock, K., *Basic Quantum Mechanics*, 1969. Wiley, New York. Section 6.7.

۴

نوکلئونها و پیونها

۱۷. ایزوسپین

گرایش ذرات بنیادی به قرار گرفتن در گروههایی است که جرم تقریباً یکسان دارند ولی بار شان مختلف است. به عنوان نمونه، جرم نوترون تقریباً برابر جرم پروتون است، و همچنین جرم پیون خنثی تقریباً برابر جرم پیون باردار است. هایزنبرگ در سال ۱۹۳۲، زمانی که این مسئله فقط برای پروتون و نوترون مشخص بود، پیشنهاد کرد که می‌توان پروتون و نوترون را به صورت دو حالت بار از یك ذره که او آن را نوکلئون نامید، درنظر گرفت.

درنظریهٔ طیفهای اتمی، ترازی با چندتایگی $(۲S+۱)$ که در یك میدان مغناطیسی، همان‌طور که اثر زیمان نشان‌می‌دهد، به $(۲S+۱)$ تراز منشعب می‌شود، دارای اسپین S است. اسپین S را می‌توان به‌صورت تکانهٔ زاویه‌ای دستگاه درنظر گرفت و برای مؤلفه‌های S_x، S_y و S_z آن عملگرهایی تعریف کرد که دارای روابط جابه جایی معینی هستند

$$[S_x, S_y]=iS_z, \ [S_y, S_z]=iS_x, \ [S_z, S_x]=iS_y \qquad (۱.۱۷)$$

(تکانهٔ زاویه‌ای به‌طور دقیق $\hbar S$ است، ولی به خاطر سادگی $\hbar$ را حذف می‌کنند؛ این کار با انتخاب واحدها به نحوی که $\hbar=۱$ شود امکان پذیر است.)

نوکلئون دارای چندتایگی $۲\times ۱/۲+۱=۲$ است و در تشابه با نظریهٔ طیفهای اتمی کمیتی به‌نام ایزوسپین $I=۱/۲$ به‌آن نسبت می‌دهند تا چندتایگی $۲I+۱=۲$ را به‌دست دهد. اما، ایزوسپین را نمی‌توان به هیچ طریقی به صورت یك تکانهٔ زاویه‌ای در نظر گرفت و با خواص فضایی نوکلئون رابطه‌ای ندارد. ایزوسپین هیچ رابطه‌ای با فضایی معمولی ندارد، ولی آن را می‌توان به‌صورت کمیتی با سه مؤلفهٔ $I_۱$، $I_۲$ و $I_۳$ در امتداد

سه محور عمود برهم در یك فضای سه بعدی مجرد به نام فضای ایزوسپین یافضای بار درنظر گرفت. مؤلفه‌های ایزوسپین از همان روابط جابه‌جایی اسپین معمولی پیروی می کنند

$$[I_1, I_2]=iI_3,\ [I_2,I_3]=iI_1,\ [I_3,I_1]=iI_2 \qquad (2.17)$$

چون تمام خصوصیات ایزوسپین را به‌طور جبری از روابط جابه‌جایی بالا می‌توان تعیین کرد، اصلا احتیاجی به در نظر گرفتن فضای تجریدی بار نیست. ولی فیزیکدانهـا مایل به‌انجام عملیاتی ریاضی‌که می‌توان ازآنهـا اجتناب‌کرد، نیستند، و با معرفی یك‌فضای تجریدی‌بار می‌توان با ایزوسپین به‌همان گونه رفتارکردکه عادت داریم با تکانهٔ زاویه‌ای رفتار کنیم. برای‌نمونه، چون مربع اسپین $\mathbf{S}^2$ دارای ویژه ـ مقدارهای $S(S+1)$ است، مربع ایزوسپین $\mathbf{I}^2$ نیز به همـان صورت ویژه ـ مقدارهـای $I(I+1)$ را داراست. جمع ایزوسپینهای چند ذره را می‌توان از طریق الگوی برداری که درنظریهٔ طیفهای اتمی به‌کار می‌رود، (ایزبرگ، ۱۹۶۱) انجام داد.

به‌عنوان یك مثال، ابتدا مورد اسپین معمولی را در نظر می گیریم. وقتی دو اسپین به مقدار ۱/۲ باهم جمع شوند، اسپین‌کل می‌تواند ۰ یا ۱ باشد. به‌همین‌نحو، ایزوسپین دو نوکلئون (هرکدام با ایزوسپین ۱/۲) می‌توانند جمع شده و ایزوسپین کل ۰ یـا ۱ را بدهند.

$(2S+1)$ حالت دستگاهی با اسپین S توسط $(2S+1)$ مقدار مختلف مؤلفهٔ z برای S_z مشخص می‌شوند

$$S_z = -S,\ -S+1,\ \cdots,\ S-1,\ S$$

به‌همین نحو $(2I+1)$ حالت دستگاهی با ایزوسپین I توسط $(2I+1)$ مقدار مختلف مؤلفهٔ I_3 مشخص می‌شوند

$$I_3 = -I,\ -I+1,\ \cdots,\ I-1,\ I$$

در فضای بار جهت محور سوم چنان انتخاب می‌شودکه برای پروتون $I_3 = +1/2$ و برای نوترون $I_3 = -1/2$ باشد.

پیون سه حالت بار دارد، لذا دارای $I=1$ است.

ایزوسپین راکه در ابتدا اسپین ایزوتوپی می‌نامیدند، اسپین ایزوباری وآی‌ـاسپین هم می‌نامند.

حال دستگاه دونوکلئونی‌را به‌طورمشروح مورد رسیدگی قرار می‌دهیم. تابع موج به‌صورت زیر نوشته می‌شود

$$\Psi = \psi(\mathbf{r}_1,\ \mathbf{r}_2)\psi_{\text{اسپین}}\ \psi_{\text{ایزوسپین}}$$

که درآن ψ اسپین و ψ ایزوسپین، به‌ترتیب فقط به اسپین و ایزوسپین بستگی دارند. حالتی را در نظر می گیریم که ψ اسپین ویژه تابع $\mathbf{S}^2$ و S_z، و ψ ایزوسپین ویژه تابع $\mathbf{I}^2$ و I_3

باشد، که در آن $\mathbf{S}$ و $\mathbf{I}$ به‌ترتیب اسپین کل و ایزوسپین کل هستند

$$\mathbf{S}=\mathbf{s}(1)+\mathbf{s}(2) \tag{۳.۱۷}$$

$$\mathbf{I}=\mathbf{i}(1)+\mathbf{i}(2) \tag{۴.۱۷}$$

در روابط بالا $\mathbf{s}(k)$ و $\mathbf{i}(k)$ به‌ترتیب اسپین و ایزوسپین k امین نوکلئون‌اند.

بحث مربوط به‌اسپین را، قبل از به کارگیری همان بحث دربارهٔ ایزوسپین، به‌طور فشرده‌ای دوباره بیان‌می‌کنیم. برای k امین نوکلئون، $\chi^s{}_+(k)$ و $\chi^s{}_-(k)$ را به‌عنوان ویژه تابعهای $s^2(k)$ و $s_z(k)$ معرفی می کنیم

$$\begin{aligned} s_z(k)\chi^s{}_+(k) &= +\tfrac{1}{2}\chi^s{}_+(k) \\ s_z(k)\chi^s{}_-(k) &= -\tfrac{1}{2}\chi^s{}_-(k) \end{aligned} \tag{۵.۱۷}$$

حالتهای اسپینی دونوکلئون که نسبت به‌اسپینها متقارن‌اند، سه حالت با $S=1$ هستند

$$\begin{aligned} S_z &= +1 \qquad \chi^s{}_+(1)\chi^s{}_+(2) \\ S_z &= 0 \qquad 2^{-1/2}\{\chi^s{}_+(1)\chi^s{}_-(2)+\chi^s{}_-(1)\chi^s{}_+(2)\} \\ S_z &= -1 \qquad \chi^s{}_-(1)\chi^s{}_-(2) \end{aligned}$$

و حالت اسپینی که نسبت به اسپینها پاد متقارن است، حالتی با $S=0$ است

$$2^{-1/2}\{\chi^s{}_+(1)\chi^s{}_-(2)-\chi^s{}_-(1)\chi^s{}_+(2)\}$$

به همین نحو $\chi^i{}_+(k)$ و $\chi^i{}_-(k)$ را که ویژه حالتهای $i^2(k)$ و $i_3(k)$ هستند معرفی می کنیم

$$\begin{aligned} i_3(k)\chi^i{}_+(k) &= +\tfrac{1}{2}\chi^i{}_+(k) \\ i_3(k)\chi^i{}_-(k) &= -\tfrac{1}{2}\chi^i{}_-(k) \end{aligned} \tag{۶.۱۷}$$

χ^i_+ نمایشگر یك پروتون، و χ^i_- نمایشگر یك نوترون است. حالتهای ایزوسپین دونوکلئون در جدول ۱.۱۷ داده شده‌اند. می بینیم که یك حالت از دو پروتون، یك حالت از دونوترون، و دو حالت از نوترون و پروتون وجود دارد.

به خاطر سادگی در چارچوب مرکز جرم کار می کنیم و حالتی با تکانهٔ زاویه‌ای

جدول ۱.۱۷ حالتهای ایزوسپین دونوکلئون

نوع تقارن	I	I_3	ایزوسپین ψ	محتوی
متقارن	۱	$+1$	$\chi^i{}_+(1)\chi^i{}_+(2)$	pp
		0	$2^{-1/2}\{\chi^i{}_+(1)\chi^i{}_-(2)+\chi^i{}_-(1)\chi^i{}_+(2)\}$	np
		-1	$\chi^i{}_-(1)\chi^i{}_-(2)$	nn
پاد متقارن	۰	0	$2^{-1/2}\{\chi^i{}_+(1)\chi^i{}_-(2)-\chi^i{}_-(1)\chi^i{}_+(2)\}$	np

مداری $L=0$ را در نظر می‌گیریم. در نتیجه

$$\Psi=\psi(r)\psi_{\text{اسپین}}\,\psi_{\text{ایزوسپین}} \qquad (7.17)$$

که در آن r فاصلهٔ بین دو نوکلئون است. $\psi(r)$ نسبت به تعویض دو نوکلئون متقارن است. با تلقی دو نوکلئون به صورت فرمیونهای یکسان، باید حاصلضربهای ایزوسپین ψ اسپین ψ را طوری انتخاب کرد که نسبت به تعویض دو نوکلئون پاد متقارن باشند تا اینکه تابع موج کل پاد متقارن درآید. به‌طوری که در جدول ۲.۱۷ نموده شده‌است، شش‌حالت پاد متقارن ممکن وجود دارند.

حال نشان می‌دهیم که اگر همان دستگاه دونوکلئونی با $L=0$ را با این‌فرض که نوترون از پروتون قابل تمایز باشد، مورد بحث قراردهیم، همان تعداد حالتهای ممکن به‌دست خواهدآمد. در اینجا، تابع موج کل به‌صورت زیر است

$$\Psi=\psi(r)\,\psi_{\text{اسپین}} \qquad (8.17)$$

و باید سه حالتی که درآن دستگاه متشکل از nn، pp یا np باشد را تفکیک کنیم.

(الف) حالت nn. دستگاه از دو فرمیون یکسان تشکیل شده، و لذا باید $S=0$ باشد تا پاد متقارن بودن در تعویض دونوترون تأمین‌شود. یك حالت.

(ب) حالت pp. به‌همین نحو تنها $S=0$ قابل قبول است. یك حالت.

(ج) حالت np. دو ذره قابل تمایزند، لذا تابع موج به تقارنی مشروط نیست. هر دو حالت $S=0$ و $S=1$ مجازند. چهار حالت.

در مجموع شش حالت ممکن وجود دارد که با تعداد حالتها در ایزوسپین سازگار است. ما فقط حالت $L=0$ را مورد بررسی قرار دادیم، اما می‌توان نشان‌داد که تعداد حالتها درطرح ایزوسپین همیشه با بررسی جداگانهٔ پروتون و نوترون از یکدیگرسازگار است (تمرین ۲).

جدول ۲۰۱۷ حالتهای اسپین ـ ایزوسپین دونوکلئون با $L = 0$

حالت اسپین	حالت ایزوسپین	تعداد حالتها
متقارن	پاد متقارن	
$S = 1$	$I = 0$	
سه‌حالت، $S_z = 0, \pm 1$	یك حالت $I_3 = 0$	۳
پاد متقارن	متقارن	
$S = 0$	$I = 1$	
یك حالت $S_z = 0$	سه حالت $I_3 = 0, \pm 1$	۳
	مجموع	۶

۱۸. استقلال بار در نیروهای هسته‌ای

آزمایشهای فیزیك هسته‌ای نشان می‌دهندکه با تقریب خوبی نیروهای هسته‌ای مستقل از بارند.

در حالت $I = 1$ سه نیروی ممکن وجود دارندکه می‌توان متناظر با سه مقدار I_3 در نظر گرفت.

نیروی p-p $\qquad I_3 = +1$

نیروی n-p $\qquad I_3 = 0$

نیروی n-n $\qquad I_3 = -1$

به‌طور تجربی معلوم شده‌است‌که این سه نیرو با تقریب خوبی یکسان هستند.

در حالت $I = 0$ تنها یك نیرو امکان پذیر است

نیروی n-p $\qquad I_3 = 0$

معلوم شده است‌که نیروی n-p در حالت ایزوسپین $I = 0$ از نیروی n-p در حالت ایزوسپین $I = 1$ تفاوت دارد.

جمعبندی مطالب با بیان اینکه نیروهای هسته‌ای تحت دوران درفضای بارناوردایند، امکان پذیر است. نیروی هسته‌ای به I_3 بستگی ندارد ولی می‌تواند و در واقع این‌چنین است‌که به I، اندازهٔ ایزوسپین که‌کمیتی نرده‌ای در فضای ایزوسپین است، بستگی داشته باشد.

دوترون یک حالت مقید از نوترون وپروتون با $S=1$، $L=0$ و بنابراین $I=0$ است، زیرا به‌طور کلی در هر دستگـاه دونوکلئونی، برای برقراری اصل طرد پاؤلی، مجموع I، S و L باید فرد باشد (تمرین ۱). بنابراین یک دستگاه مقید دونوکلئونی با حالت $S=1$ و $I=0$ وجود دارد.

هیچ حالت مقیدی از دوترون با $S=0$ و $I=1$ وجود نـدارد، و این دلالت بر آن داردکه نباید حالت مقیدی از دونوترون یا دوپروتون انتظار داشت.

به‌علت استقلال بار نیروهای هسته‌ای، ایزوسپین‌کل یک عددکوانتومی خوب نه‌تنها برای دونوکلئون بلکه برای چندین نوکلئون است، و بنـابراین عددکوانتومی مفیدی در فیزیک هسته‌ای است. اما ناوردایی‌کامل تحت دورانهـا در فضای ایزوسپین وجود ندارد، زیرا این ناوردایی در برهم‌کنشهای الکترومغناطیسی فرومی‌ریزد. ازآنجایی که پروتونها حاوی بارالکتریکی هستند، برهم‌کنش بین دوپروتون بابرهم‌کنش بین دونوترون، به‌خاطر دافعهٔ‌کولنی، تفاوت دارد. اما نیروهای هسته‌ای، صرفنظر ازاثرات الکترومغناطیسی، تحت دوران در فضای ایزوسپین ناوردایند، ایزوسپین عدد کوانتومی خوبی است، و ایزوسپین یک دستگاه برحسب زمان ثابت می‌ماند و لذا کمیتی پایسته‌است.

۱۹. ایزوسپین پیونها

حال اگـر سه پیون π^+، π°، π^- را بـه عنوان یک چندتایهٔ باری یا چند تایهٔ ایزوسپینی بـا چندتـایگی $2I+1=3$ در نظر گیریم، نتیجه می‌شودکه $I=1$ است. حـالت $I_3=+1$ را به‌عنوان π^+، حـالت $I_3=0$ را به‌عنوان π° و حـالت $I_3=-1$ را به‌عنوان π^- مشخص می‌کنیم. این نسبت دادنهـا، همان طوری که در زیر خواهیم دید، اختیاری نیستند. ازآنجایی‌که ایزوسپین در برهم‌کنش بین نوکلئونها پایسته می‌ماند، و چون برهم‌کنش نوکلئون ـ نوکلئون قسمتی به‌خاطر مبادلهٔ پیونهای مجازی است، فرض پایستگی ایزوسپین دربرهم‌کنش پیون ـ نوکلئون معقول به‌نظر می‌رسد. انتساب حالتهای مختلف I_3 به پیونهای گوناگون با پایستگی I_3 ناسازگار است. واکنش مجازی زیر را در نظر می‌گیریم

$$n \longrightarrow p+\pi^-$$

$(p+\pi^-)$ دارای $I_3=-1/2$ است،که همان مقدار I_3 نوترون است. با این انتخاب (برای π^-، $I_3=-1$) از پایستگی بار و عدد باریونی پایستگی I_3 نیزحاصل می‌شود.

بار Q را برحسب واحد بار e، می‌توانیم به‌صورت زیر بنویسیم

$$Q=I_3+\frac{B}{2} \qquad (1\text{-}19)$$

که درآن B عدد باریونی‌است. ازآنجاکه پاد ذرهٔ یک ذرهٔ با بار Q و عدد باریونی B

به‌ترتیب بار Qــ و عدد باریونی B ــ دارد، مؤلفهٔ سوم ایزوسپین آن نیز I_3 ــ خواهد بود که در آن I_3 ایزوسپین ذرهٔ مربوط است (تمرین ۳).

به‌علت اثرات الکترومغناطیسی، برهم‌کنش کل بین نوکلئونها و پیونها در فضای ایزوسپین تحت دوران کاملا ناوردا نیست، و بنابراین پایستگی ایزوسپین تنها جنبهٔ تقریبی دارد. اما توجه داشته باشید که حتی با در نظر گرفتن اثرات الکترو مغناطیسی I_3 پایسته می‌ماند، زیرا پایستگی آن حاصل پایستگی بار و پایستگی عدد باریونی است.

در واکنشهایی که عمدتاً از طریق برهم‌کنش الکترومغناطیسی صورت می‌گیرند، نظیر گسیل یك فوتون یاآفرینش یك زوج الکترون ــ پوزیترون، ایزوسپین پایسته نمی‌ماند. درنتیجه، از آنجاکه قویترین برهم‌کنش الکترون برهم‌کنش الکترومغناطیسی است، بی‌معنی خواهد بود که برای الکترون ایزوسپین تعریف کنیم. به‌همین نحو، تعریف ایزوسپین برای میون هم بی‌معنی خواهد شد.

به‌عنوان نمونه‌ای از یك پیش‌بینی که بر اساس پایستگی ایزوسپین صورت گرفته، دو واکنش زیر را در نظر می‌گیریم

$$n+p \longrightarrow d+\pi^{\circ} \qquad (۲.۱۹)$$

$$p+p \longrightarrow d+\pi^{+} \qquad (۳.۱۹)$$

دوترون دارای $I=0$ است. بنابراین برای‌حالت نهایی درهر دو واکنش داریم $I=1$. برای $(p+p)$، $I=1$ است، زیرا $I_3=+1$ است. $(n+p)$ می‌تواند $I=0$ یا $I=1$را داشته باشد. جدول ۱.۱۷ برای $\chi^i_+(2)\,\chi^i_-(1)$ که نمایشگر $(n+p)$ است، می‌توانیم بنویسیم

$$\chi^i_-(1)\,\chi^i_+(2)=\frac{1}{\sqrt{2}}\{\psi_{\text{ایزوسپین}}(I=1\,,\,I_3=0)-\psi_{\text{ایزوسپین}}(I=0\,,\,I_3=0)\} \qquad (۴.۱۹)$$

عبارت فوق‌دلالت‌براین‌دارد که $(n+p)$ ترکیبی‌ازمقادیرمتساوی حالتهای $I=1$ و $I=0$ است. ازآنجایی‌که تنها حالت $I=1$ در واکنش شرکت می‌کند، واکنش $(n+p)$ باید مقطعی برابر نصف مقطع واکنش $(p+p)$ در همان انرژی داشته باشد (از اثرات الکترومغناطیسی که کوچك هستند، صرفنظر می‌شود). این پیش‌بینی با نتایج آزمایش، در چارچوب خطای نسبتاً بزرگ آزمایش، تأیید شده‌است. مقطع واکنش ۲ توسط فلی‌ژین و همکاران (۱۹۵۹) اندازه‌گیری شده‌است و نتایج و مقایسهٔ واکنشهای ۲ و ۳ درجدول ۱.۱۹ نشان داده شده‌اند.

جدول ۱۰۱۹

انرژی نوکلئون فرودی MeV	واکنش	توزیع زاویه‌ای	مقطع کل، σ ($10^{-27}\,cm^2$)	آزمایش
۵۸۰	$p+p \rightarrow \pi^+ + d$	(۰٫۲۱۶±۰٫۰۳۳) $+\cos^2\theta$	۳٫۱۰±۰٫۲۴	۱
۶۰۰	$n+p \rightarrow \pi^0 + d$	(۰٫۲۲۰±۰٫۰۲۲) $+\cos^2\theta$	۱٫۵±۰٫۳	فلی‌ژین (۱۹۵۹)
۶۶۰	$p+p \rightarrow \pi^+ + d$	(۰٫۲۳±۰٫۳۰) $+\cos^2\theta$	۳٫۱±۰٫۲	فلی‌ژین (۱۹۵۹)
۶۱۰	$p+p \rightarrow \pi^+ + d$		۳٫۱۵±۰٫۲۲	۲

تمرین

۱. نشان دهید که در یک دستگاه دونوکلئونی مقدار $L+S+I$ باید فرد باشد تا اصل طرد پاؤلی برقرار بماند.

۲. تعداد حالتهای یک دستگاه دونوکلئونی با $L=1$ را به‌دست آورید
(الف) از طرح ایزوسپین استفاده کنید،
(ب) نوترون و پروتون را قابل تمایز بگیرید (بخش ۱۷ بحث حالت $L=0$).

۳. رابطهٔ زیر را

$$Q = I_3 + \frac{1}{2} B$$

در مورد p، n، $\bar{p}$، $\bar{n}$، π^+، π^- و π^0 ارزیابی کنید.

۴. (الف) مقادیر ممکن ایزوسپین یک دستگاه متشکل از یک نوکلئون و یک پیون را به‌دست آورید.
(ب) ایزوسپین دستگاهی متشکل از یک پروتون و یک π^+ چیست؟

۵. مقادیر ایزوسپین تمام دستگاههای 2π چه هستند؟

مراجع

Eisberg, R. M., *Fundamentals of Modern Physics*, 1961. Wiley, New-York.

Fliagin, V. B., V. P. Dzhelepov, V. S. Kiselev and K. O. Oganesian, *Soviet Physics JETP*, 35(8) (1959) 592. In Russian, *J. Exptl. Theoret. Phys.* (U.S.S.R.) 35 (1958) 854.

۵

گشتاورهای مغناطیسی

۲۰. گشتاورهای مغناطیسی نوکلئون

برای بررسی کلاسیک یك ذرهٔ چرخان، باید فرض کنیم که ذره دارای گسترش کوچك و یا محدود است. در این صورت است که از نقطه نظر فیزیك کلاسیك، ذرهٔ چرخانی با بار الکتریکی دارای گشتاور مغناطیسی خواهد بود. بار چرخان به منزلهٔ یك حلقهٔ کوچك جریان عمل خواهد کرد.

در مکانیك کوانتومی نیز ذرهٔ باردار حاوی اسپین، گشتاور مغناطیسی دارد. بر طبق معادلهٔ دیراك، که ذراتی با اسپین ۱/۲ را توصیف می کند، گشتاور مغناطیسی ذره‌ای با اسپین ۱/۲ عبارت است از

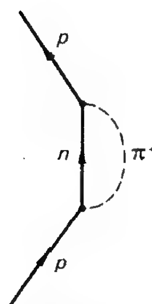
$$\frac{e\hbar}{۲Mc}$$

عبارت $(e\hbar/۲M_pc)$ را که در آن M_p نمایشگر جرم پروتون است، مگنتون هسته‌ای می‌نامند. گشتاورهای مغناطیسی پروتون و نوترون که از طریق تجربی به دست آمده‌اند، عبارت‌اند از

$$\mu_p = +۲٫۷۹۲۸ \text{ مگنتون هسته‌ای}$$

$$\mu_n = -۱٫۹۱۳۱ \text{ مگنتون هسته‌ای}$$

برطبق نظریهٔ دیراك، مقادیر مورد انتظار عبارت‌اند از $\mu_p = ۱$ و $\mu_n = ۰$.
عقیده این است که حداقل بخشی از این اختلاف به خاطر تجزیهٔ مجازی نوکلئونها به ذرات مشتمل بر مزونهای باردار است. تولید مجازی یك π^+ توسط پروتون را،



شکل ۱۰۲۰

همان‌طوری که در نمودار فاینمن شکل ۱۰۲۰ نموده شده است، در نظر می‌گیریم.

π^+ دارای اسپین صفر است و بنابراین گشتاور مغناطیسی ندارد، ولی این ذره به علت گردش خود حول نوترون می‌تواند در گشتاور مغناطیسی کلی پروتون سهمی داشته باشد. در این فرایند باید پایستگی تکانهٔ زاویه‌ای کل و پاریته برقرار بماند. تکانهٔ زاویه‌ای مداری پروتون را $l=0$، و محور z را در امتداد اسپین پروتون در نظر می‌گیریم. بنابراین در ابتدا، تکانهٔ زاویه‌ای کل عبارت است از

$$J=\frac{1}{2} \qquad J_z=+\frac{1}{2}$$

و پاریته نیز به صورت زیر نوشته می‌شود

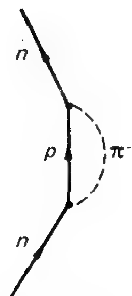
$$P=P_p=+1$$

پاریتهٔ حالت میانی نوترون و پیون عبارت است از $P_n P_\pi(-1)^L=(-1)^{L+1}$ که در آن L تکانهٔ زاویه‌ای کل در چارچوب مرکز جرم است. $P_n=+1$ ، $P_\pi=-1$. پایستگی پاریته فرد بودن L را تضمین می‌کند، لذا $L=0$ طرد می‌شود. از آنجایی که

$$\mathbf{J}=\mathbf{L}+\mathbf{S}$$

است و S اسپین نوترون مساوی با $1/2$ و نیز $J=1/2$ است، L می‌بایست مساوی با ۱ شود. حالت میانی با $J=1/2$ و $J_z=1/2$، از ترکیب حالت ($S_z=-1/2$ و $L_z=1$) وحالت ($S_z=1/2$ و $L_z=0$) درست می‌شود وحالت $L_z=-1$ در آن نقشی نخواهد داشت. بدین ترتیب یك گردش خالص از π^+ حول نوترون درهمان جهتی که پروتون در ابتدا دوران می‌کرد، وجود دارد که این یك گشتاور مغناطیسی در همان جهت گشتاور مغناطیسی پروتون اولیه ایجاد می‌کند. گشتاور مغناطیسی ناشی از حرکت مداری یك ذره عبارت است از

$$\frac{e\hbar}{2Mc}L_z$$



شکل ۲.۲۰

چون $M_{\pi^+} \ll M_p$ است، اثر تولید مجازی π^+ افزایش گشتاور مغناطیسی پروتون‌است. و بنابراین، چنانکه مشاهده شده است، $\mu_p > 1$ را انتظار داریم.

به همین نحو می‌توان تجزیهٔ مجـازی نوترون به یك پروتون و یك پیون منفی را ، همچنـان‌که در شکل ۲.۲۰ نموده شده است ، مورد بررسی قرار داد . همچون گـذشته ، درمی‌یابیم که گردش خالصی از π^-، درهمان جهتی که نوترون اولیه گردش می کرد وجود دارد. گرچه بخش کوچکی از گشتاور مغناطیسی نوترون ناشی از اسپین خـالص پروتون است، ولی‌قسمت اعظم گشتاور مغناطیسی، به علت جرم کوچکتر پیون، ازگردش π^- ناشی می‌شود. سهم گشتاور مغناطیسی π^- به علت منفی‌بودن بارش، منفی‌است. بنابراین، چنانکه مشاهده شده‌است، $\mu_n < 0$ را انتظار داریم.

این تقریباً آن حدی است که درجهت توضیح گشتاور مغناطیسی نوکلئونها برحسب تولید مجازی مزونهای π می‌توان پیش رفت. حتی محاسبات دقیق هـم چیز بیشتری از $\mu_p > 1$ و $\mu_n < 0$ را به‌دست‌نمی‌دهند. نیاز به یك‌نظریهٔ فراگیردرمورد گشتاورمغناطیسی نوکلئونهاهنوزهم احساس می‌شود. درآینده ذرات‌دیگری‌را مورد مطالعه قرارخواهیم داد که‌حاصل تجزیهٔ مجازی نوکلئون خواهند بود و درگشتاور مغناطیسی نوکلئون نیز سهیم خواهند بود. ولی ازآنجـایی‌که این ذرات از پیونها سنگینترند، انتظار نداریم که سهم آنها در نتیجهٔ کیفی $\mu_p > 1$ و $\mu_n < 0$ تغییری ایجادکنند.

۲۱. گشتاورهای مغناطیسی بی‌هنجار الکترون و میون

با توجه به‌اینکه الکترون در برهم‌کنشهای مجازی با میدان الکترومغناطیسی، ازقبیل گسیل یا جذب فوتونهای مجازی، شرکت می کند، می‌توان انتظار داشت که تصحیح کوچکی در گشتاور مغناطیسی الکترون وجود داشته‌باشد. این تصحیح کوچك را با استفاده ازالکترو-دینامیك کوانتومی، می توان محاسبه‌کرد، و مقدارآن نیز اندازه‌گیری شده‌است.

گشتاور مغناطیسی μ وابسته به تکانهٔ زاویه‌ای $\hbar s$ یك ذره به جرم M را می‌توان

به‌صورت زیر نوشت

$$\mu = g\frac{e\hbar}{2Mc}\mathbf{s} \qquad (۱.۲۱)$$

که درآن g را عامل g می‌نامند و اولین‌بار درنظریهٔ طیفهای اتمی به‌کاررفت (ایزبرگ، ۱۹۶۱). براساس معادلهٔ دیراك، عامل g برای ذره‌ای با اسپین ۱/۲ چنین‌است

$$g = 2$$

هنگـامی‌که اثرات تشریح شده توسط الکترودینـامیك‌کوانتومی نیز در نظر گرفته شوند، تغییرکمی درمقدارعامل g حاصل می‌شود وبه‌خاطر سادگی‌آن را به‌صورت زیرمی‌نویسیم

$$g = 2(1+a) \qquad (۲.۲۱)$$

به‌همین‌نحوعامل g میون نیزبه‌علت برهم‌کنشهای مجازی‌آن بامیدان‌الکترومغناطیسی با ۲ تفاوت دارد. درمحاسبهٔ اثرفوتونهای مجازی گسیل یافته ازیك میون، باید تولید زوج الکترون ـ پوزیترون مجازی توسط این فوتونهای مجازی را هم در نظر گرفت.

کمیت $a \equiv 1/2(g-2)$ برای الکترون و میون را، توسط‌آزمـایشی‌که به نـام آزمایش $(g-2)$ خوانده می‌شود، می‌توان اندازه‌گرفت. هرگاه ذره‌ای با عامل g کاملا برابر با ۲ از میان میدان مغناطیسی ثابتی عبورکند، جهت حرکت و جهت اسپین ذره با آهنگ یکسانی تغییر خواهندکرد. باریکه‌ای از این‌ذرات که در ابتدا به‌طورطولی قطبی شده‌اند، یعنی اسپینشان در جهت حرکت است، قطبیدگی طولـی خود را حفظ خواهند کرد. نوع قطبیدگی‌باریکه‌ای از ذرات با $g \neq 2$، که قطبیدگی ابتدایی‌آنها طولی باشد، باگذشت زمان تغییرخواهدکرد وبا اندازه‌گیری تغییر جهت قطبش می‌توان مقدار $(g-2)$ را تعیین کرد.

معادلات نانسبیتی حرکت ذره‌ای با اسپین در یك میدان مغناطیسی عبارت‌اند از

$$M\frac{d\mathbf{v}}{dt} = \frac{e}{c}\mathbf{v}\times\mathbf{H} \qquad (۳.۲۱)$$

$$\frac{d(\hbar\mathbf{s})}{dt} = \mu\times\mathbf{H} \qquad (۴.۲۱)$$

معادلهٔ (۴.۲۱)، مساوی بودن‌گشتاور نیرو را با آهنگ تغییر تکانهٔ زاویه‌ای بیان می‌کند. گرچه در اصل اسپین کمیتی وابسته به مکانیك‌کوانتومی‌است، ولی برای توصیف حرکت تقدیمی آن حول‌میدان مغناطیسی‌می‌توان ازمعادلهٔ‌کلاسیك حرکت، معادلهٔ (۴.۲۱)، استفاده کرد. زیرا مقدار چشمداشتی یك‌کمیت‌کوانتومی از معـادلهٔ حرکت‌کلاسیکی متناظرآن تبعیت می‌کند. بررسی کوانتومی روشنی از حرکت تقدیمی اسپین حول میدان مغناطیسی توسط فاینمن (۱۹۶۵) ارائه شده است. با جایگزینی معادلهٔ (۱.۲۱) در معادلهٔ (۴.۲۱)

داریم

$$\frac{ds}{dt}=\frac{ge}{۲Mc}\mathbf{s}\times\mathbf{H} \qquad (۵.۲۱)$$

اسپین $\mathbf{s}$ را به مؤلفه‌هایی در امتداد سرعت و عمود بر آن تجزیه می‌کنیم

$$\mathbf{s}=|\mathbf{s}|(\hat{\mathbf{v}}\cos\phi+\hat{\mathbf{n}}\sin\phi) \qquad (۶.۲۱)$$

$\hat{\mathbf{v}}$ و $\hat{\mathbf{n}}$ بردارهای واحد هستند و $\mathbf{v}\cdot\hat{\mathbf{n}}=۰$ است. از معادلهٔ (۳.۲۱)

$$\dot{\hat{\mathbf{v}}}=\frac{e}{Mc}\hat{\mathbf{v}}\times\mathbf{H} \qquad (۷.۲۱)$$

با جایگزینی (۶.۲۱) در معادلهٔ (۵.۲۱) و با استفاده از (۷.۲۱) داریم

$$\hat{\mathbf{n}}\dot{\phi}\cos\phi+\dot{\hat{\mathbf{n}}}\sin\phi-\hat{\mathbf{v}}\dot{\phi}\sin\phi$$

$$=(g-۲)\frac{e}{۲Mc}\cos\phi\,\hat{\mathbf{v}}\times\mathbf{H}+\frac{ge}{۲Mc}\sin\phi\,\hat{\mathbf{n}}\times\mathbf{H} \qquad (۸.۲۱)$$

برای ذره‌ای که اسپین آن در امتداد جهت حرکت باشد، $\phi=۰$ است، و

$$\hat{\mathbf{n}}\dot{\phi}=(g-۲)\frac{e}{۲Mc}\hat{\mathbf{v}}\times\mathbf{H} \qquad (۹.۲۱)$$

یعنی این ذره یك قطبیدگی عرضی، عمود بر میدان مغناطیسی، به‌دست می‌آورد.

برای اسپین با جهت اختیاری، با ضرب نرده‌ای دو طرف معادلهٔ (۸.۲۱) در $\hat{\mathbf{n}}$ و با استفاده از $\hat{\mathbf{n}}\cdot\dot{\hat{\mathbf{n}}}=۰$ و $\hat{\mathbf{n}}\cdot\hat{\mathbf{v}}=۰$، خواهیم داشت

$$\begin{aligned}\dot{\phi}&=(g-۲)\frac{e}{۲Mc}\hat{\mathbf{n}}\cdot(\hat{\mathbf{v}}\times\mathbf{H})\\&=(g-۲)\frac{e}{۲Mc}\hat{\mathbf{v}}\cdot(\hat{\mathbf{H}}\times\hat{\mathbf{n}})\end{aligned} \qquad (۱۰.۲۱)$$

معادلهٔ (۱۰.۲۱) به‌صورت نسبیتی هم توسط بارگمن، میشل و تلگدی (۱۹۵۹) به‌دست آمده‌است. برای باریکه‌ای ازذرات، $\dot{\phi}$ آهنگی‌است که با آن قطبیدگی طولی به‌قطبیدگی عرضی تغییر می‌یابد.

برای باریکه‌ای از ذرات که در جهتی عمود بر میدان مغناطیسی حرکت می‌کنند و دارای اسپین عمود بر میدان مغناطیسی هستند، هندسهٔ مسئله شکل‌ساده‌ای به خود می‌گیرد.

در این حالت داریم

$$\dot{\phi}=(g-۲)\frac{e}{۲Mc} \qquad (۱۱.۲۱)$$

آزمایشهای مربوط به $(g-۲)$ برای الکترون و میون اخیراً توسط فارلی(۱۹۶۹) مرورشده‌اند. نتایج تجربی ونظری توسط پیپکین (۱۹۷۰) به‌صورت زیرخلاصه شده‌اند

$$a_{\text{الکترون}}\ (\text{آزمایش}) = (۱۱۵۹۶۴۴ \pm ۷) \times ۱۰^{-۹}$$

$$a_{\text{الکترون}}\ (\text{نظری}) = (۱۱۵۹۶۴۳٫۶ \pm ۲٫۳) \times ۱۰^{-۹}$$

$$a_{\text{میون}}\ (\text{آزمایش}) = (۱۱۶۶۱۶ \pm ۳۱) \times ۱۰^{-۸}$$

$$a_{\text{میون}}\ (\text{نظری}) = (۱۱۶۵۸۷٫۲ \pm ۲٫۲) \times ۱۰^{-۸}$$

گزارشی ازآزمایشهای قدیمیتر اندازه‌گیری $(g-۲)$ برای میون توسط پن‌مان(۱۹۶۱) ارائه شده‌است.

برخلاف گشتاور مغناطیسی نوکلئونها، که در موردآن نظریهٔ‌کاملی در دست نیست، الکترودینامیك‌کوانتومی توصیف بسیار دقیقی ازگشتاورهـای مغناطیسی الکترون و میون ارائه می‌دهد.

تمرین

تغییرکلی ϕ برای یك مزون μ، که ۱۰۰۰ مرتبه از مداری دایره‌ای دریك میدان‌مغناطیسی یکنواخت عبور کرده باشد، چقدر است؟

مراجع

Bargmann, V., L. Michel and V. L. Telegdi, *Phys. Rev. Lett*, **2** (1959) 435.

Eisberg, R. M., *Fundamentals of Modern Physics*, 1961. Wiley, New-York. Chapter 13.

Farley, F. J. M. *Rivista de Nuovo Cimento* **1** (1969) special number. 59.

Feynman, R. P., R. B. Leighton and M. Sands, *Quantum Mechanics*, Vol. III of *The Feynman Lectures on Physics*, 1965. Addison-Wesley, Reading, Mass. Section 7.5.

Penman, S., 'The muon', *Sci. Am*, July 1961. (Freeman, San Francisco.)

Pipkin, F. M., *Essays in Physics*, **2** (1970)1.

۶

ذرات شگفت

۲۲. خلاصه‌ای از ذرات شناخته شده تا سال ۱۹۴۷

در جدول ۱.۲۲ خواص ذرات شناخته شده تا سال ۱۹۴۷ به‌طور خلاصه نموده شده‌است. و این جدول در مقایسه با ذرات فراوانی که تاکنون کشف شده‌اند، ساده بودن وضعیت را در آن زمان نشان می‌دهد. فوتون، الکترون، پروتون و نوترون همگی ذرات آشنای فیزیک

جدول ۱.۲۲ ذرات شناخته شده تا سال ۱۹۴۷

فرمیونها

ذره						پاد ذره					
	J	I	I_3	Q			J	I	I_3	Q	
n	$\frac{۱}{۲}$	$\frac{۱}{۲}$	$-\frac{۱}{۲}$	۰	ناپایدار	$\bar{n}$	$\frac{۱}{۲}$	$\frac{۱}{۲}$	$+\frac{۱}{۲}$	۰	ناپایدار
p	$\frac{۱}{۲}$	$\frac{۱}{۲}$	$+\frac{۱}{۲}$	۱+	پایدار	$\bar{p}$	$\frac{۱}{۲}$	$\frac{۱}{۲}$	$-\frac{۱}{۲}$	۱−	پایدار
μ	$\frac{۱}{۲}$	تعریف نشده‌است		۱−	ناپایدار	$\bar{\mu}$	$\frac{۱}{۲}$	تعریف نشده‌است		۱+	ناپایدار
e	$\frac{۱}{۲}$	تعریف نشده‌است		۱−	پایدار	$\bar{e}$	$\frac{۱}{۲}$	تعریف نشده‌است		۱+	پایدار
$\bar{\nu}$	$\frac{۱}{۲}$	تعریف نشده‌است		۰	پایدار	$\bar{\nu}$	$\frac{۱}{۲}$	تعریف نشده‌است		۰	پایدار

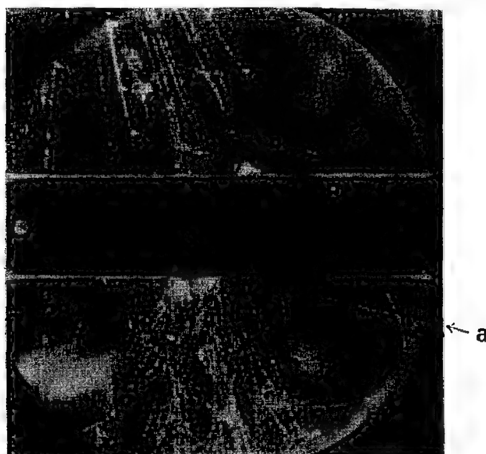
جدول ۱.۲۲ (ادامه)

بوزونها					
	J	I	I_3	Q	
π^+	۰	۱	۱+	۱+	ناپایدار
π°	۰	۱	۰	۰	ناپایدار
π^-	۰	۱	۱−	۱−	ناپایدار
γ	۱	تعریف نشده‌است		۰	پایدار

اتمی و هسته‌ای هستند. وجود پیونها برای توضیح نیروهای هسته‌ای لازم بود. نوترینو هم به خوبی بـا نظریهٔ واپاشی β جور در می‌آمد. میون تنهـا ذره‌ای بود که ظاهراً دلیلی بر وجودش به‌دست نیامد. اهمیت وجودی میون یك معما بوده و هنوز هم هست.

۲۳. ذرات شگفت

در سال ۱۹۴۷ راچستر و باتلر موفق به تهیهٔ دوعکس در اتاقك ابر از ذرات ناشناخته در رگبار ذرات نافذ پرتوکیهانی شدند. این دو عکس در شکلهـای ۱.۲۳ و ۲.۲۳ نموده



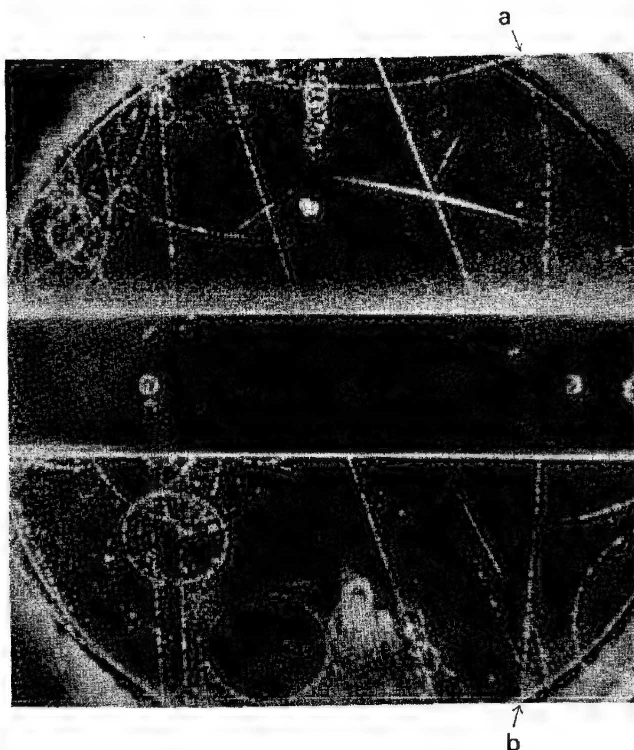
شکل ۱.۲۳ عکسی از اتاقك ابر که توسط راچستروباتلر(۱۹۴۷) گرفته شده‌است، واپاشی یك ذرهٔ خنثـای سنگین را نشان مـی‌دهد. اولین نمونه از واپاشی $K^\circ \rightarrow \pi^+ + \pi^-$.

شده‌اند. مسیر چنگال‌وار ab در شکل ۱.۲۳ ناشی از واپاشی یك ذرهٔ خنثای سنگین با جرمی حدود ۱۰۰۰ برابر جرم الکترون به دو ذرهٔ باردار است.

در شکل ۲.۲۳، مسیر خمیده ناشی از واپاشی یك ذرهٔ باردار با جرمی حدود ۱۰۰۰ برابر جرم الکترون به یك ذرهٔ خنثی و یك ذرهٔ باردار است.

در ابتدا این ذرات را، به خاطر شکل مسیرهایی که توسط آنها کشف شدند، ذرات V نامیدند، و پس از مدتی به‌ذرات شگفت معروف شدند. مطالعات قابل ملاحظه‌ای بر روی ذرات V در ابتدا با استفاده از پرتوهای کیهانی انجام شد و پس ازسال ۱۹۵۳، هنگامی که بهره‌برداری از شتابدهندهٔ انرژی بالای کاز موترون درآزمایشگاه ملی بروکهاون آغاز شد، پژوهش روی ذرات V تولید شده در شتابدهنده‌های آزمایشگاهی نیز درکنار آنها قرار گرفت.

ذرات شگفت به دو گروه اصلی تقسیم می‌شوند. یك گروه شامل ذرات سنگینتر از



شکل ۲.۲۳ عکسی از اتاقك ابر که توسط راچستر و باتلر(۱۹۴۷) گرفته شده است، واپاشی یك ذرهٔ باردار سنگین را نشان می‌دهد. اولین نمونه از واپاشی $K^+ \longrightarrow \mu^+ + \nu$.

نوکلئونهاست کـه حاصل واپاشی آنهـا نوکلئونهـا هستند، و هیپرون نامیده می‌شوند. هیپرونهای گوناگون را با علائم Λ، Σ و Ξ نشان می‌دهند. ازآنجایی که سرانجام واپاشی هیپرون به پروتون ختم می‌شود، هیپرون را باریون و دارای عدد بـاریونی یك به حساب می‌آورند. هیپرونها، پاد ذراتی با عدد باریونی ۱ ــ نیز دارند. هیپرونها دارای اسپین ۱/۲ بوده و فرمیون هستند. گروه دیگر ذرات شگفت، بوزونهـا هستندکه دارای اسپین صفرند و مزون K یا کائون نامیده می‌شوند.

۲۴. تولید همبسته و شگفتی

یکی از ذرات شگفت ذرهٔ Λ° است، ذرهٔ بدون باری که با عمر میانگین $2{,}5\times10^{-10}$ ثانیه واپاشیده می‌شود. مد اصلی واپاشی آن نیز به‌صورت زیر است

$$\Lambda^\circ \longrightarrow p+\pi^- \qquad (۱.۲۴)$$

«زمان برهم‌کنش» برای واکنشهایی که شامل نوکلئونها وپیونها باشد به‌طور تقریبی برحسب زمان لازم برای اینکه پیونی بـا سرعتی حدود سرعت نور فـاصله‌ای مساوی برد نیروهای هسته‌ای را طی کند، داده می‌شود. این «زمان برهم‌کنش» حدود 10^{-23} ثـانیه است‌که خیلی کوچکتر از عمر واپـاشی Λ° و دیگر ذرات شگفت است. از طرف دیگر، آهنگی‌که با آن Λ° و سایر ذرات شگفت تولید می‌شوند نیز با «زمان برهم‌کنش» حدود 10^{-23} ثانیه، سازگار است.

برای توضیح این واقعیت‌که ذرات شگفت با چنین سرعتی تولید شده ولی‌آنچنان آهسته واپاشیده می‌شوند، پایس در سال ۱۹۵۲ پیشنهـاد تولید همبستهٔ ذرات شگفت را مطرح ساخت. او فرض کردکه ذرات شگفت در برهم‌کنشهای قوی، یعنی برهم‌کنشهایی با قدرت قابل قیاس با برهم‌کنش بین نوکلئونها، و یا بین پیونها و نوکلئونها، به‌صورت گروههای دوتایی تولید می‌شوند. ولی واکنشهـایی که درآن فقط یك ذرهٔ شگفت شرکت می‌کند، مانند واکنش واپاشی ذرهٔ شگفت، از طریق برهم‌کنشهای ضعیفی شبیه واپاشی β یا واپاشی میونهـا یا پیونهـای باردار صورت می‌گیرند. این ایدهٔ تولید همبسته ذرات شگفت توسط آزمـایش نیز تأیید شده‌است، به‌عنوان مثـال، در عکس اتـاقك ابر شکل ۱.۲۴ واکنش زیر

$$\pi^- + p \rightarrow K^\circ + \Lambda^\circ \qquad (۲.۲۴)$$

که از طریق برهم‌کنش قوی صورت‌گرفته، و به دنبال‌آن واپاشیهای زیر

$$K^\circ \rightarrow \pi^+ + \pi^- \qquad (۳.۲۴)$$

$$\Lambda^\circ \rightarrow \pi^- + p \qquad (۴.۲۴)$$

که از طریق برهم‌کنش ضعیف صورت‌گرفته، نموده شده‌اند. ذرات خنثای K° و Λ°، در اتاقك ابر مسیری از خود برجای نمی‌گذارند، ولی حضورشان را می‌توان از ارتباط بین

نقطه‌های واکنش B، C، D، و از پایستگی انرژی و تکانه استنتاج کرد.

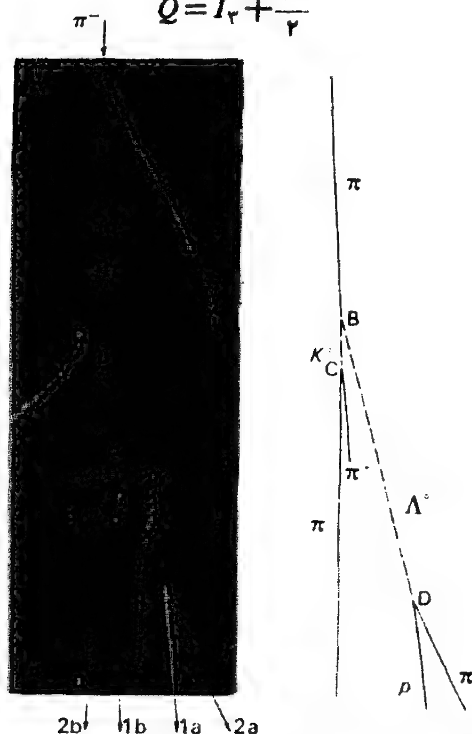
در سال ۱۹۵۳ گلمن و نیشیجیما نشان دادند که تولید همبستهٔ ذرات شگفت را می‌توان با معرفی یك عدد کوانتومی جمع پذیر جدید به نام شگفتی، و با فرض پایستگی شگفتی در برهم‌کنشهای قوی توضیح داد. بدین ترتیب، به‌عنوان مثال، دو ذرهٔ شگفت با شگفتیهای مخالف می‌توانند از طریق برهم‌کنش قوی دربرخورد یك پیون با یك نوکلئون تولید شوند. در واپاشی بعدی هر یك از این ذرات شگفت، چون شگفتی پایسته نیست، واپاشیها به برهم‌کنشهای ضعیف نسبت داده می‌شوند و بنابراین آهسته خواهند بود.

شگفتی S ذره‌ای که می‌تواند دریك برهم‌کنش قوی شرکت کند، توسط رابطهٔ زیر تعریف می‌شود

$$Q=I_{۳}+\frac{B}{۲}+\frac{S}{۲} \qquad (۵.۲۴)$$

به‌عنوان مثال برای $S=۰$، معادلهٔ (۵.۲۴) به رابطهٔ زیر تبدیل می‌شود

$$Q=I_{۳}+\frac{B}{۲} \qquad (۶.۲۴)$$



شکل ۱.۲۴ یك π^- با انرژی بیلیون الکترون‌ولت در برخورد بایك پروتون، K° و Λ° را تولید می‌کنند. عکس اتاقك ابر از فولر وهمکاران (۱۹۵۴) است.

این‌همان رابطهٔ قبلی‌است که برای نوکلئونها و مزونهای π داشتیم. بنابراین نوکلئونها و پیونها دارای شگفتی $S=0$ هستند.

ذرهٔ Λ° را که قبلا دربارهٔ آن بحث شد، در نظر بگیرید. Λ° جرم ۱۱۱۶ مگاالکترون ولت دارد، و هیچ ذرهٔ بارداری با جرم نزدیک به‌آن وجود ندارد. بنابراین چندتایگی Λ عبارت است از

$$1=2I+1$$

لذا $I=0$، یعنی Λ تك‌تایه‌ای ایزوسپینی است. از واپاشی‌معادلهٔ (۴.۲۴)، معلوم می‌شود که Λ° دارای عدد باریونی $B=1$ است، زیرا عددباریونی درتمام واکنشها پایسته‌است. با قراردادن $B=1$، $I_3=0$ و $Q=0$ در معادلهٔ (۵.۲۴)، عددشگفتی Λ° به‌صورت -1 ارائه می‌شود. با توجه به معادلهٔ (۴.۲۴) برای‌واپاشی Λ°،می‌بینیم که طرف چپ معادله دارای $S=-1$ است درحالی‌که طرف راست معادله $S=0$ را داراست. بنابراین در واپاشی Λ° شگفتی پایسته نمی‌ماند.

ازآنجایی‌که واکنش ارائه شده در معادلهٔ (۲.۲۴) واکنشی قوی است که در آن عدد شگفتی پایسته‌است، می‌توانیم شگفتی مزون K° را با استفاده از پایستگی شگفتی به دست آوریم

$$S=1$$

ازآنجایی‌که مزون K° دارای عددباریونی $B=0$ است، از معادلهٔ (۵.۲۴) مؤلفهٔ سوم ایزوسپین K° را چنین به‌دست می‌آوریم

$$I_3=-\frac{1}{2}$$

۲۵. مزونهای K

ازآنجایی‌که مزونهای K با بارهای $+e$، $-e$ و صفر وجود دارند، به‌نظر می‌رسد که مزونهای K می‌توانند یك سه‌گانهٔ ایزوسپینی با $I=1$ تشکیل دهند. اما، این موضوع با نتیجهٔ قسمت قبل که برای K° مقدار $I_3=-1/2$ رابه‌دست می‌داد ومستلزم نیمه درست بودن I می‌شد، ناسازگار است.

بسا درنظر گرفتن K^+ و K° به صورت یك دوتایهٔ ایزوسپینی با $I=1/2$ طرحی سازگار به دست می‌آید. در این طرح K^+ دارای $I_3=+1/2$ و K° دارای $I_3=-1/2$ است. K^+ و K° هر یك دارای $S=+1$ هستند.

K^- پاد ذرهٔ K^+ بوده و دارای $S=-1$، $I=1/2$ و $I_3=-1/2$ است. دراین‌صورت K° باید یك پاد ذرهٔ $\bar{K}^\circ$ با $S=-1$، $I=1/2$ و $I_3=+1/2$

جدول ۱.۲۵ اعداد کوانتومی مزونهای K.

		K^+	K°	$\bar{K}^\circ$	K^-
عدد باریونی	B	۰	۰	۰	۰
ایزوسپین	I	$\frac{۱}{۲}$	$\frac{۱}{۲}$	$\frac{۱}{۲}$	$\frac{۱}{۲}$
مؤلفهٔ سوم ایزوسپین	$I_۳$	$+\frac{۱}{۲}$	$-\frac{۱}{۲}$	$+\frac{۱}{۲}$	$-\frac{۱}{۲}$
شگفتی	S	$+۱$	$+۱$	-۱	-۱

داشته باشد. دو نوع متمایز کائون خنثی می‌باید وجود داشته باشد. این موضوع را وجود دو ثابت واپاشی مختلف برای کائون خنثی اثبات می‌کند؛ واپاشی مزونهای خنثای K یك واپاشی نمایی خالص نیست (این‌موضوع با تفصیل بیشتری در فصل ۹ مورد بحث قرار خواهد گرفت).

خواص مزونهای K در جدول ۱.۲۵ خلاصه شده‌اند.

تفاوت بین ایزوسپین انتسابی به مزونهای π ومزونهای K را بایددر نظر داشت. مزونهای π یك سه‌تایهٔ ایزوسپینی تشکیل می‌دهند، باخواص زیر

$$\bar{\pi}^+ = \pi^-$$

$$\bar{\pi}^\circ = \pi^\circ$$

یعنی π^- پادذرهٔ π^+ است و π° پاد ذرهٔ خودش. مزونهای K دو دوتایهٔ ایزوسپین تشکیل می‌دهند، با خواص زیر

$$\bar{K}^+ = K^-$$

$$\bar{K}^\circ \neq K^\circ$$

پادذرهٔ K° با خود ذرهٔ K° تفاوت دارد.

در اولین دید در مورد بوزونهای خنثی، وجود بوزونهایی با پاد ذره‌های متفاوت و همچنین وجود بوزونهایی که پادذرهٔ خود هستند، ممکن‌است گیج کننده به‌نظر آید. اما، با درنظر گرفتن بوزونهای خنثی به‌صورت ترکیبی‌از زوج فرمیونها به‌سهولت دیده می‌شود

که هر دو نوع بوزون خنثی باید وجود داشته باشند. بوزونی که از یك فرمیون و یك پاد فرمیون متناظر با آن تشکیل شده باشد، پاد ذرهٔ خودش خواهد بود. مثالی از این نوع، پوزیترونیوم است که حالت مقیدی از پوزیترون و الکترون است. بوزونی متشکل از دو فرمیون، به طوری که یکی از فرمیونها پاد ذرهٔ دیگری نباشد، باید پاد ذره‌ای متشکل از دو پاد فرمیون متناظر داشته باشد. مثالی از این نوع بوزون خنثی، اتم هیدروژن است که حالت مقیدی از یك الکترون و یك پروتون است.

۲۶. هیپرونها

هیپرونها مرکب از ذرات Λ، Σ و Ξ هستند که همگی اسپین $J=1/2$ و عدد باریونی $B=1$ دارند. Σ دارای شگفتی $S=-1$ بوده و یك سه‌تایهٔ ایزوسپینی $I=1$، به صورتهای Σ^+، Σ° و Σ^- تشکیل می‌دهد. Ξ دارای $S=-2$ بوده و به صورتهای Ξ° و Ξ^- یافت می‌شود و یك دوتایهٔ ایزوسپینی، $I=1/2$، تشکیل می‌دهد.

ذرهٔ Ξ را هیپرون آبشاری یا ذرهٔ آبشاری می‌نامند، زیرا این ذره مستقیماً به‌نوکلئونها واپاشیده نمی‌شود، بلکه واپاشی آن از طریق Λ° به‌صورت آبشار انجام می گیرد

$$\Xi^- \rightarrow \Lambda^\circ + \pi^- \qquad \Delta S = +1$$

$$\Xi^\circ \rightarrow \Lambda^\circ + \pi^\circ \qquad \Delta S = +1$$

و به دنبال آن، داریم

$$\Lambda^\circ \rightarrow p + \pi^- \qquad \Delta S = +1$$

یا

$$\Lambda^\circ \rightarrow n + \pi^\circ \qquad \Delta S = +1$$

تمام هیپرونها پاد ذره دارند.

ذرات حاوی برهم‌کنش قوی که تا سال ۱۹۵۷ شناخته شده‌اند، در شکل ۱.۲۶ و جدول ۱.۲۶ خلاصه شده‌اند.

باید به این نکته توجه کرد که شگفتی برای تمام اعضای یك چندتایهٔ ایزوسپین یکسان است.

به‌علت پیشرفتهای بعدی در نظریهٔ ذرات بنیادی، که در فصلهای بعدی با آنها آشنا خواهیم شد، متداولتر است که از فوق‌بار به جای شگفتی استفاده کنیم. فوق‌بار Y به‌صورت زیر تعریف می‌شود

$$Y = B + S$$

در نتیجه معادلهٔ (۵.۲۴) به صورت زیر در می‌آید

$$Q = I_3 + \frac{1}{2}Y$$

	پاد باریونها	مزونها	باریونها
J	$\frac{1}{2}$	۰	$\frac{1}{2}$
B	۱−	۰	۱+
Q	۱− ۰ ۱+	۱− ۰ ۱+	۱− ۰ ۱+
۱۴۰۰			
	$\bar{\Xi}^0$ $\bar{\Xi}^-$		Ξ^- Ξ^0
	$\bar{\Sigma}^+$ $\bar{\Sigma}^0$ $\bar{\Sigma}^-$		Σ^- Σ^0 Σ^+
۱۲۰۰	$\bar{\Lambda}^0$		Λ^0
۱۰۰۰			
	$\bar{p}$ $\bar{n}$		p n
۸۰۰			
۶۰۰			
		K^- K^0 K^0 K^+	
۴۰۰			
۲۰۰			
		π^- π^0 π^+	
۰			

جرم برحسب MeV

شکل ۱۰۲۶ ذرات حاوی برهم‌کنشهای قوی که تا سال ۱۹۵۷ شناخته شده‌اند.

جدول ۱.۲۶ اعداد کوانتومی ذرات حاوی برهم‌کنشهای قوی که تا سال ۱۹۵۷ شناخته شده‌اند.

باریونها	S	I	$I_{۳}$	مزونها	S	I	$I_{۳}$
Ξ^-	−۲	۱/۲	−۱/۲	K°	+۱	۱/۲	−۱/۲
Ξ°	−۲	۱/۲	+۱/۲	K^+	+۱	۱/۲	+۱/۲
$\overline{\Xi}^-$	+۲	۱/۲	+۱/۲	$\overline{K^\circ}$	−۱	۱/۲	+۱/۲
$\overline{\Xi}^\circ$	+۲	۱/۲	−۱/۲	K^-	−۱	۱/۲	−۱/۲
Σ^-	−۱	۱	−۱	π^-	۰	۱	−۱
Σ°	−۱	۱	۰	π°	۰	۱	۰
Σ^+	−۱	۱	+۱	π^+	۰	۱	+۱
$\overline{\Sigma}$	+۱	۱	+۱				
$\overline{\Sigma}^\circ$	+۱	۱	۰				
$\overline{\Sigma}^+$	+۱	۱	−۱				
Λ°	−۱	۰	۰				
$\overline{\Lambda}^\circ$	+۱	۰	۰				
n	۰	۱/۲	−۱/۲				
p	۰	۱/۲	+۱/۲				
$\overline{n}$	۰	۱/۲	+۱/۲				
$\overline{p}$	۰	۱/۲	−۱/۲				

ازآنجایی که عددباریونی B در تمام واکنشها پایسته است، پایستگی یا ناپایستگی شگفتی معادل پایستگی یا ناپایستگی فوق بار خواهد بود.

تاریخ مختصر و جالبی از کشفیاتی که در فیزیك ذرات، از جمله در کشف ذرات شگفت، صورت گرفته، توسط یانگ (۱۹۶۲) ارائه شده‌است.

تمرین

۱. شاهد تجربی که منجر به‌ایدهٔ تولید همبستهٔ ذرات شگفت شد، چه بود؟

۲. برای یك واپاشی دو جسمی

$$A \longrightarrow B + C$$

نشان‌دهید که درچارچوب مقایسه‌ای که در آن A درحال‌سکون است (چارچوب سکون A) انرژی جنبشی ذرهٔ B توسط رابطهٔ زیر داده می‌شود

$$T_B = \frac{\{(M_A - M_B)^۲ - M_C^۲\}c^۲}{۲M_A}$$

۳. با استفاده از نتیجهٔ تمرین ۲ انرژی جنبشی هر یك از محصولات واپاشیهای زیر را که در حالت سکون رخ می‌دهند، به دست آورید

(الف) $\pi^+ \longrightarrow \mu^+ + \nu$ (ب) $\pi^\circ \longrightarrow \gamma + \gamma$

(ج) $K^+ \longrightarrow \mu^+ + \nu$ (د) $K^+ \longrightarrow \pi^+ + \pi^\circ$

(ه) $\Lambda^\circ \longrightarrow p + \pi^-$ (و) $\Lambda^\circ \longrightarrow n + \pi^\circ$

(ز) $\Sigma^+ \longrightarrow p + \pi^\circ$ (ح) $\Sigma^\circ \longrightarrow \Lambda^\circ + \gamma$

(ط) $\Xi^\circ \longrightarrow \Lambda^\circ + \pi^\circ$ (ی) $\Xi^+ \longrightarrow \Lambda^\circ + \pi^+$

۴. کدام‌یك از فرایندهای زیر ازطریق برهم‌کنشهای قوی نمی‌تواند صورت گیرد،و چرا؟

(الف) $K^- \longrightarrow \pi^- + \pi^\circ$ (ب) $K^+ \longrightarrow \pi^+ + \pi^\circ + \pi^\circ$

(ج) $K^- + p \longrightarrow K^\circ + n$ (د) $\Sigma^+ + n \longrightarrow \Sigma^- + p$

(ه) $\Lambda^\circ \longrightarrow \Sigma^+ + \pi^-$ (و) $\Lambda^\circ + n \longrightarrow \Sigma^- + p$

(ز) $\pi^+ + n \longrightarrow K^+ + \Sigma^\circ$

۵. انرژی‌آستانهٔ هر یك از واکنشهای زیر را محاسبه کنید

(الف) $\pi^+ + n \longrightarrow K^+ + \Sigma^\circ$ (ب) $\pi^- + p \longrightarrow K^\circ + \Sigma^\circ$

(ج) $p + p \longrightarrow p + \Sigma^+ + K^\circ$

مراجع

Fowler, W. B., R. P. Shutt, A. M. Thorndike and W. L. Whittemore, *Phys. Rev*, 93 (1954) 861.

Rochester, G. D. and C. C. Butler, *Nature*, 160 (1947) 855.



ناپایستگی پاریته

۲۷. معمای τ-θ

تا قبل از دستیابی فیزیکدانها به طرح ذرات شگفت، که در فصل گذشته تشریح شد، مقدار قابل توجهی سر درگمی وجود داشت. نیازی به مطرح کردن خیلی از این سردرگمیها نیست، ولی یك مسئلهٔ اساسی که حل آن نقش مهمی در ایجاد رضایت در میان فیزیکدانها بازی کرد، و به کشف ناپایستگی پاریته منجر شد را مورد بررسی قرار می‌دهیم.

در میان مدهای مختلف واپاشی مزون K، می‌توان از دو مد زیر نام برد

$$K \longrightarrow \pi+\pi \qquad \theta \text{ مد} \qquad (۱.۲۷)$$

$$K \longrightarrow \pi+\pi+\pi \qquad \tau \text{ مد} \qquad (۲.۲۷)$$

در ابتدا چنین فکر می‌شد که دو نوع مزون مختلف، مزون θ و مزون τ، وجود دارند که به‌ترتیب به دو پیون و سه پیون واپاشیده می‌شوند. نتایج تجربی نشان می‌داد که ذرات θ و τ دارای جرم و عمر یکسانی هستند. ولی با فرض پایستگی پاریته در واکنشهای واپاشی، بدون تردید، بدین نتیجه می‌رسیدیم که θ و τ دارای پاریته‌های ذاتی متفاوت هستند.

واپاشی در حال سکون θ^+ را در نظر بگیرید

$$\theta^+ \longrightarrow \pi^+ + \pi^\circ \qquad (۳.۲۷)$$

با فرض پایستگی پاریته، داریم

$$P_{\theta^+} = P_{\pi^+} P_{\pi^\circ} (-۱)^l \qquad (۴.۲۷)$$

که در آن l تکانهٔ زاویه‌ای مداری دستگاه $\pi^+ - \pi^0$ است. از آنجا که $P_{\pi^+} = P_{\pi^0} = -1$ است، بنابراین داریم

$$P_{\theta^+} = (-1)^l \qquad (۵.۲۷)$$

از آنجایی که تکانهٔ زاویه‌ای نیز باید پایسته باشد و پیونها حاوی اسپین صفرند، می‌توانیم نتیجه بگیریم که $J = l$ خواهد شد، که در آن J اسپین θ^+ است. بنابراین

$$P_{\theta^+} = (-1)^J \qquad (۶.۲۷)$$

و اسپین و پاریته ذرهٔ θ^+ به مقادیر زیر محدود خواهد شد

$$J^P = 0^+,\ 1^-,\ 2^+,\ \ldots \qquad (۷.۲۷)$$

حال واپاشی در حال سکون τ^+ را در نظر می‌گیریم

$$\tau^+ \longrightarrow \pi^+ + \pi^+ + \pi^- \qquad (۸.۲۷)$$

نخست زیر دستگاه $(\pi^+ + \pi^+)$ را درنظرمی گیریم، که چون از دو بوزون یکسان تشکیل شده است، باید دارای تابع موج متقارنی نسبت به تعویض دو پیون بوده، و بنابراین باید تکانهٔ زاویه‌ای مداری زوجی داشته باشد. به‌طوری که اسپین و پاریتهٔ این زیر دستگاه دو پیونی به مقادیر

$$J^P_{2\pi^+} = 0^+,\ 2^+,\ 4^+,\ \ldots \qquad (۹.۲۷)$$

محدود می‌شوند. اسپینها و پاریته‌های قابل قبول برای دستگاه سه پیونی به تکانهٔ مداری l پیون π^- بستگی دارند. اما شواهد تجربی امکان گسیل پیون π^- تکانهٔ مداری l مخالف صفر را رد می‌کند. زیرا در شرایط $l > 0$ و انرژیهای پایین، انتظار مشاهدهٔ مزونهای π^- ازآنچه در واقعیت مشاهده می‌شود، کمتر خواهد بود. در نتیجه $l = 0$ است و چون π^- پاریتهٔ ذاتی فرد دارد، اسپین و پاریتهٔ نهایی دستگاه سه پیونی و، با توجه به پایستگی تکانهٔ زاویه‌ای و پاریته، اسپینها و پاریته‌های مزون τ^+ به مقادیر زیر محدود خواهند شد

$$J^P = 0^-,\ 2^-,\ 4^-,\ \ldots \qquad (۱۰.۲۷)$$

ولی این حالات در میان اسپینها و پاریته‌های انتسابی به θ^+، در معادلهٔ (۷.۲۷)، دیده نمی‌شوند.

بنابراین θ^+ و τ^+ یا، علی‌رغم یکسانی جنبه‌های دیگرشان، دارای پاریته‌های متفاوتی هستند، و یا اینکه پاریته در واپاشی مزونهای θ و τ پایسته نیست.

فرایندهای واپاشی، برهم‌کنشهای ضعیف‌اند و قدرتی قابل مقایسه با برهم‌کنش واپاشی β دارند. در سال ۱۹۵۶ لی ویانگ خاطر نشان کردند که دلیلی بر پایستگی پاریته در واپاشی β ویا سایر برهم‌کنشهای ضعیف وجود ندارد. اگرچه پاریته دربرهم‌کنشهای

قوی و الکترومغناطیسی پایسته‌است. آزمایشهای مربوط به‌واپاشی بتای Co^{60} که توسط وو، آمبلر، هیوارد، هاپس و هودسن در سال ۱۹۵۷ انجام گرفت، اثبات کرد که پاریته در واپاشی β پایسته نیست. آزمایشهایی که در دانشگاه کلمبیا توسط گاروین، لدرمان و واین‌ریچ و در دانشگاه شیکاگو توسط فریدمان و تلگری صورت گرفت، اثبات کرد که پاریته درواپاشی $\pi \rightarrow \mu \rightarrow e$ پایسته‌نیست. به‌سرعت، آزمایشهای‌متعددی انجام گرفتند که اثبات می کردند پاریته در برهم‌کنشهای ضعیف پایسته نیست.

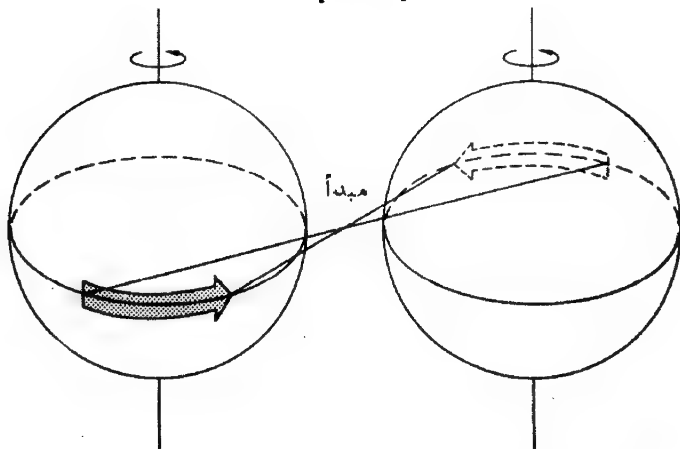
جواب معمای τ-θ این‌است که این دو ذره که اکنون مزون K نامیده می‌شوند، یکسان هستند، و در واپاشی این مزونهای K پاریته پایسته نمی‌ماند.

۲۸. قطبیدگی ذرات β

آزمایش راهگشای وو، آمبلر و همکاران شامل استفاده از Co^{60} به‌عنوان گسیلندهٔ پرتوزای β^- بود که هسته‌های آن، با استقرار در یك میدان مغناطیسی قوی و با سرد کردن محیط، همجهت شده بودند. این آزمایش نسبتاً پیچیده‌ای بود و بعد از آن راههای آسانتری برای نشان‌دادن ناپایستگی پاریته پیدا شد. یکی از ساده‌ترین آنها که اندازه‌گیری قطبیدگی طولی ذرات بتای گسیلیده از هسته‌های ناقطبی است، را مورد بررسی قرار خواهیم داد.

برای بررسی اثر پایستگی یا ناپایستگی پاریته برقطبیدگی، دانستن اثر وارون‌سازی مختصات فضایی (نسبت به مبدأ) برروی اسپین ضرورت دارد. شکل ۱.۲۸ نشان می‌دهد که برای یك جسم چرخان کلاسیك، جهت تکانهٔ زاویه‌ای در تبدیل وارونی تغییر نمی‌کند. به‌طور کلی، اثر تبدیل وارونی بر روی مکان و تکانه عبارت است از

$$\mathbf{r} \rightarrow -\mathbf{r}$$
$$\mathbf{p} \rightarrow -\mathbf{p}$$



شکل ۱.۲۸ اثر وارونی مختصات بر روی یك جسم چرخان کلاسیك.

$$\mathbf{r} \rightarrow -\mathbf{r}$$

$$\mathbf{p} \rightarrow -\mathbf{p}$$

بنابراین اثر آن بر روی تکانهٔ زاویه‌ای $\mathbf{M}=\mathbf{r}\times\mathbf{p}$ عبارت است از

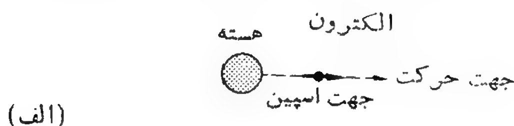
$$\mathbf{r}\times\mathbf{p} \rightarrow \mathbf{r}\times\mathbf{p}$$

اسپین‌هم، از نظر مکانیك کوانتومی، همان‌طوری که توسط مرزباخر (۱۹۷۰) نشان داده شده‌است، در تبدیل وارونی بدون تغییر باقی خواهد ماند.

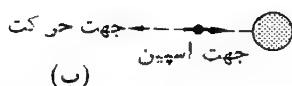
الکترونی را در نظر می‌گیریم که جهت اسپین آن در جهت حرکتش بوده و توسط واپاشی بتای هستهٔ پرتوزایی که در مبدأ چارچوب مختصات قرار دارد، همان‌طوری که در شکل ۲.۲۸ الف نموده شده‌است، گسیل شود. با انجام یك وارونی نسبت به مبدأ بر روی این دستگاه، جهت حرکت الکترون معکوس می‌شود ولی جهت اسپین آن بدون تغییر باقی می‌ماند. بنابراین، همان‌گونه که در شکل ۲.۲۸ ب نموده‌شده‌است، اسپین الکترون درجهتی مخالف جهت حرکتش قرار خواهد گرفت. اگرعامل فیزیکی واپاشی β بخواهد تحت وارونی ناوردا باشد، باید تعداد الکترونهای گسیل یافته با اسپین موازی با جهت حرکت با الکترونهای گسیل یافته با اسپین خلاف جهت حرکت برابری کند.

در واپاشی بتای Co^{60} معلوم شده است که الکترونهای گسیل یافته یك قطبیدگی خالص منفی نسبت به‌امتداد حرکتشان دارند، بدین معنی که الکترونهای بیشتری با اسپین مخالف جهت حرکت گسیل می‌یابند تا با اسپین موازی با جهت حرکت. این قطبیدگی را می‌توان با تبدیل باریکه‌ای با قطبیدگی طولی به باریکه‌ای با قطبیدگی عرضی آشکار ساخت. برای تغییر جهت‌دادن حرکت الکترونها به‌اندازهٔ $90°$، ازیك میدان الکتریکی استفاده می‌شود که در تقریب نانسبیتی جهت اسپین را بدون تغییر باقی می‌گذارد (شکل ۳.۲۸). با مختصر تغییری در زاویهٔ انحراف الکترونها از $90°$، اثرات نسبیتی را می‌توان ملحوظ داشت. منحرف‌کنندهٔ الکتریکی همچنین به‌عنوان یك‌گزینندهٔ سرعت عمل می‌کند، در نتیجه اندازه‌گیری قطبیدگی بر روی الکترونهایی با سرعت معین صورت می‌گیرد.

قطبیدگی عرضی را می‌توان از طریق اندازه‌گیری پراکندگی الکترونها توسط هدف نازکی از یك عنصر سنگین، وکشف هرگونه عدم تقارن درپراکندگی‌عمود برجهت



(الف)



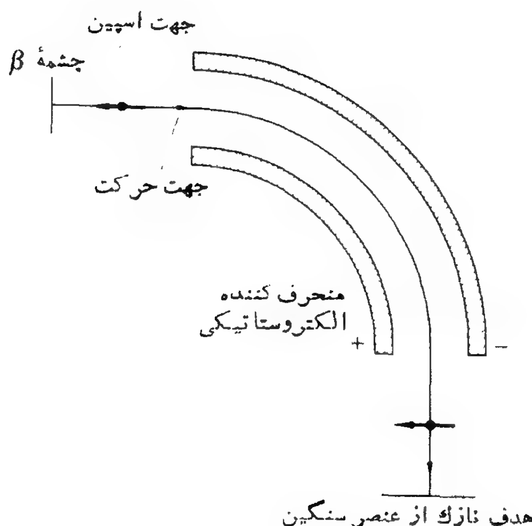
(ب)

شکل ۲.۲۸ (الف) هسته درمبدأ، الکترونی بااسپین همجهت باحرکت گسیل می‌کند. (ب) دراثر وارونی، اسپین در جهت خلاف حرکت الکترون قرار می‌گیرد.

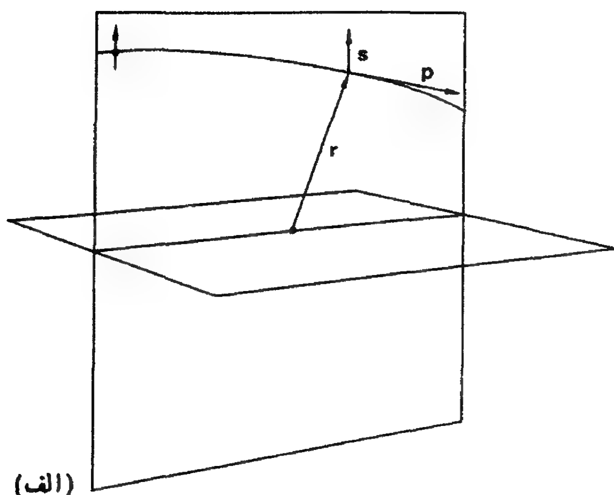
اسپین الکترونها آشکار ساخت. الکترونها توسط هسته‌های هدف پراکنده می‌شوند.
پراکندگی الکترونی با اسپین عمود بر جهت حرکتش را توسط یك هسته، آنچنان که در شکل ۴.۲۸ نموده شده است، مورد بررسی قرار می‌دهیم. در این پراکندگی، علاوه بر نیروی جاذبهٔ کولنی بین هسته و الکترون، یك نیروی اسپین-مدار هم وجود دارد که بر الکترون اثر می‌گذارد. این نیروی اسپین-مدار متناسب است با

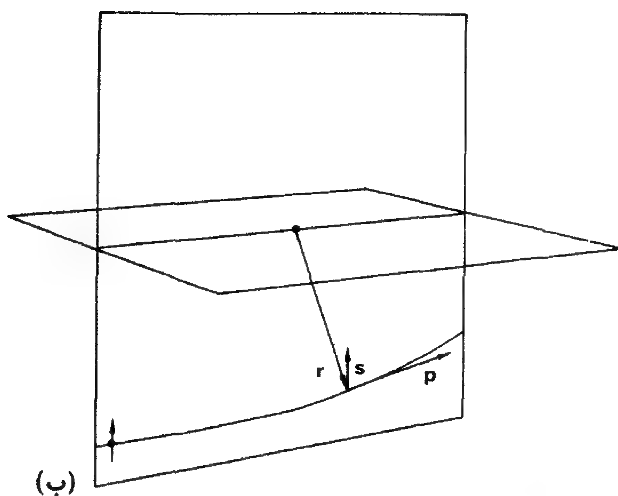
$$\mathbf{s} \cdot \mathbf{l} = \mathbf{s} \cdot (\mathbf{r} \times \mathbf{p})$$

که در آن $\mathbf{s}$ اسپین الکترون و $\mathbf{l}$ تکانهٔ زاویه‌ای مداری آن است. با استفاده از شکل ۴.۲۸ ملاحظه می‌شود که نیروی مؤثر بر الکترون، برطبق اینکه الکترون به‌طرف راست یا چپ صفحهٔ مار برهستهٔ پراکننده که توسط اسپین و تکانهٔ اولیهٔ الکترون تعریف می‌شود، برود، متفاوت خواهد بود. بنابراین باریکهٔ پراکنده شده نسبت به این صفحه نامتقارن خواهد بود.
بنابراین هر گونه قطبیدگی را می‌توان در باریکهٔ ابتدایی الکترونها، با مشاهدهٔ وجود هر گونه عدم تقارن در باریکهٔ پراکنده شده آشکار ساخت. به‌علت اینکه مقدار نیروی اسپین-مدار با عدد اتمی هستهٔ پراکننده افزایش می‌یابد، هدف را از عناصر سنگین انتخاب می‌کنند.

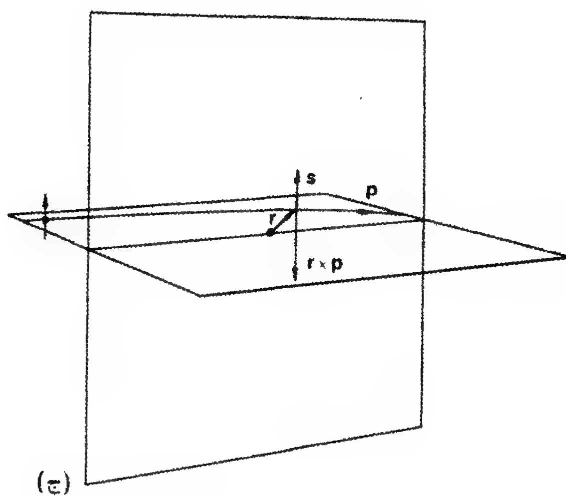


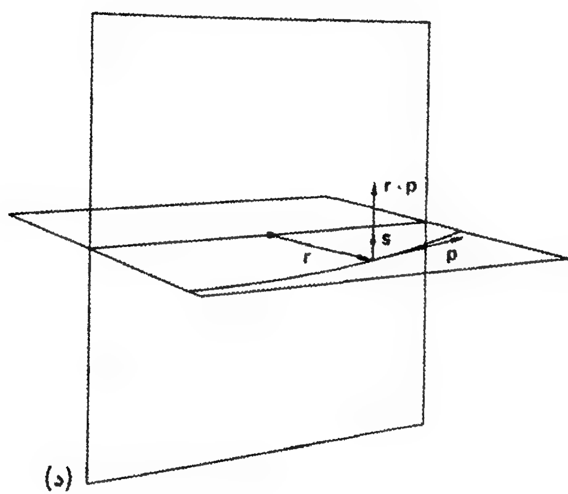
شکل ۳.۲۸ اندازه‌گیری قطبیدگی طولی الکترونهای β. قطبیدگی طولی به کمك یك میدان الکتریکی به قطبیدگی عرضی تبدیل می‌شود. الکترونهای پراکنده شده توسط هدف در صفحه‌ای عمود بر نمودار آشکار می‌شوند.





شکل ۴۰۲۸ پراکندگی الکترون در اثر میدان کولنی هستهٔ سنگین. درشکلهای (الف) و (ب) اسپین **s** عمود بر تکانهٔ زاویه‌ای مداری **l** است، وبنابراین نیروی اسپین ـ مدار صفر است. درشکلهای (ج) و (د) اسپین **s** به‌ترتیب پاد موازی و موازی بـا تکانهٔ زاویه‌ای مداری **l** است و بدین‌ترتیب پراکندگی حالت ج ازحالت د تفاوت خواهد داشت.


s
p
r
r × p
(ج)


r × p
s
r
p
(د)

قطبیدگی طولی الکترونهای گسیل یافته در واپاشی بتای Co^{60} توسط فراونفلدر و همکاران (۱۹۵۷) به طریقی که در شکل ۳.۲۸ نموده شده است، اندازه گیری شد. آنها دریافتند که الکترونها درسرعت $v = 0.49c$، دارای قطبیدگی طولی -0.40 هستند.

آزمایشهای بعدی نشان داده‌اند که قطبیدگی طولی ذرات β برای الکترونها به‌صورت $-v/c$ و برای پوزیترونها به‌صورت $+v/c$ است.

۲۹. نوترینوی دو مؤلفه‌ای

واپاشی β همراه با گسیل یك نوترینو یا پادنوترینواست. قطبیدگی طولی الکترونها ودیگر پدیده‌های مربوط به ناپایستگی پاریته در واپاشی‌بتا را می‌توان با توجه به‌فرضهای زیر توضیح داد.

الف) جهت اسپین یك نوترینو همیشه با جهت حرکت‌آن مخالف است، این ذره چپگرد نامیده می‌شود.



شکل ۱.۲۹

ب) جهت اسپین یك پادنوترینو همیشه موازی با جهت حرکت‌آن است، این ذره راستگرد نامیده می‌شود.



شکل ۲.۲۹

نظریه‌ای که ناظر برچنین نوترینوهایی باشد، تحت عمل انعکاس ناوردا نیست و درآن پایستگی پاریته‌هم وجود نخواهد داشت، زیرا انعکاس یك نوترینوی چپگرد را به‌یك نوترینوی راستگرد تبدیل می کند و نوترینوی راستگرد در طبیعت وجود ندارد. نظریه‌ای با نوترینوهای چپگرد و پادنوترینوهای راستگرد را نظریهٔ نوترینوی دومؤلفه‌ای می‌نامند.

درنظریهٔ دیراك که برای ذره‌ای با اسپین ۱/۲ ارائه شده، تابع موج دارای چهار مؤلفه است. این چهار مؤلفه مربوط به چهار حالت زیرند.

۱. اسپین ذره به‌طرف بالا باشد
۲. اسپین ذره به‌طرف پایین باشد
۳. اسپین پاد ذره به‌طرف بالا باشد
۴. اسپین پاد ذره به‌طرف پایین باشد

که درآن «بالا» و «پایین» به‌راستایی انتخابی در فضا مربوط می‌شود. با گزینش راستای حرکت به‌عنوان راستای مورد نظر، برای نوترینوها فقط حالات ۲ و ۳ وجود خواهند داشت، و در نتیجه نوترینو را می‌توان توسط یك تابع موج دو مؤلفه‌ای توصیف کرد.

در شرایطی که وجود یك نظریهٔ ناوردای نسبیتی برای نوترینوهای چپگرد امکان‌پذیر است ، وجـود چنین نظریـه‌ای برای الکترونهـای چپگرد میسور نیست. الکترونی را، با اسپینی در خلاف جهت حرکت آن، در چارچوب مرجعی مورد بررسی قرار می‌دهیم. دراین چارچوب مرجع، الکترون چپگرد است. حال همین الکترون را درچارچوب مرجع دیگری ، بـا سرعت کافی نسبت به چـارچوب اول چنان در حرکت در نظر می گیریم که بتوانـد از الکترون سبقت بگیرد. در این صورت جهت حرکت الکترون معکوس شده و الکترون راستگرد به نظر خواهد آمد.

اما ذره‌ای با جرم سکون صفر، مانند نوترینو، همیشه با سرعت نور حرکت می کند و در نتیجه نمی‌توان از آن سبقت گرفت. بنابراین، دستوارگی ذره‌ای باجرم سکون صفر، از لحاظ ناوردایی نسبیتی حائز اهمیت است.

۳۰. ناپایستگی پاریته در واپاشی Λ°

ناپایستگی پاریته یك خاصیت عمومی برهم‌کنشهای ضعیف است و به‌فرایندهایی که شامل نوترینو هستند محدود نمی‌شود. با آزمـایشهایی که بر روی واپاشی هیپرون Λ° صورت گرفته است، شواهدی دال بر ناپایستگی پاریته در واپاشیهـای فـاقد نوترینو هم به‌دست آمده‌است.

واپاشی ذره Λ° ای که در برخورد یك π^- با یك پروتون به وجود آمده

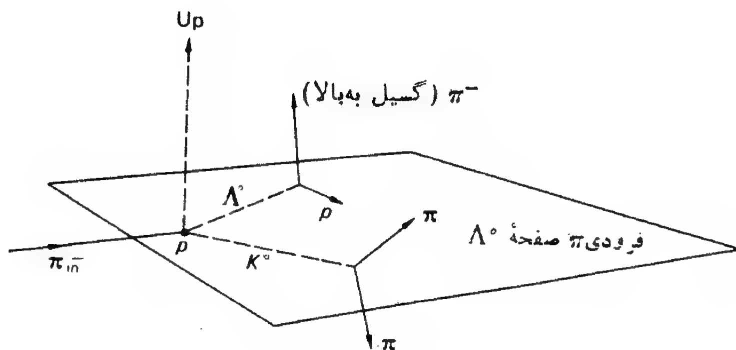
$$\pi^- + p \longrightarrow \Lambda^\circ + K^\circ \qquad (۱.۳۰)$$

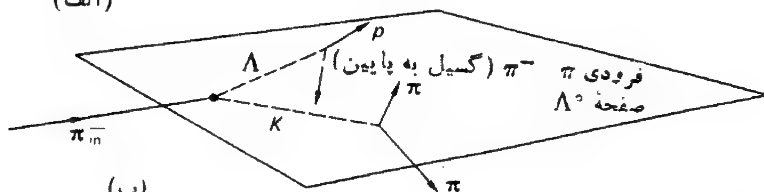
را به طریق زیر در نظر بگیرید

$$\Lambda^\circ \longrightarrow \pi^- + p \qquad (۲.۳۰)$$

جهت حرکت پیون فرودی وجهت حرکت Λ° باهم صفحه‌ای تشکیل می‌دهند، که درشکل ۱.۳۰ نموده شده است. این صفحه را صفحهٔ Λ° فرودیπ می‌نامیم. اگر پـاریته پـایسته باشد، باید احتمال گسیل π^- حاصل از واپاشی Λ° به‌یك طرف صفحهٔ Λ° فرودیπ بـا طرف دیگر آن برابری کند. زیرا اگرهم تولید و هم واپاشی تحت انعکاسها ناوردا باشند، فرایندهـایی که توسط یك انعکاس در صفحهٔ Λ° فرودیπ به هم مرتبط می‌شوند، از قبیل مثالهای شکل ۱.۳۰، نیز می‌بایست احتمال مساوی‌داشته باشند. به‌طور تجربی، در واپاشی Λ° گسیل π^- به‌یك طرف صفحهٔ Λ° فرودیπ بیشتر از طرف دیگر صفحه است.

فرض می کنیم فرودی$\mathbf{p}_\pi$، $\mathbf{p}_\Lambda$ و واپاشی $\mathbf{p}_\pi$ به‌ترتیب تکانه‌های پیون فرودی، Λ° و پیون ناشی از واپاشی Λ° باشند. جهت «بالا» را نسبت به‌صفحهٔ Λ° فرودیπ طوری تعریف می کنیم که برای پیونهای ناشی از واپاشی Λ° که نسبت به صفحهٔ Λ° فرودیπ به طرف بالا حرکت می کنند، داشته باشیم





شکل ۱.۳۰ تولید و واپاشی Λ°. پیون فرودی دربرخورد با پروتون p ، یك K° و یك Λ° تولید می‌کنند. خط چینها جهتهای Λ° و K° که ذراتی بدون بارند و به‌طور مستقیم مشاهده نمی‌شوند را نشان می‌دهند. این ذرات توسط ذرات باردار حاصل از واپاشیشان تعیین‌می‌شوند. (ب) انعکاس (الف) نسبت به صفحهٔ Λ° فرودی π است.

$$(\mathbf{p}_{\pi \text{ فرودی}} \times \mathbf{p}_{\Lambda}) \cdot \mathbf{p}_{\pi \text{ واپاشی}} > 0$$

و به همین‌نحو برای پیونهای ناشی از واپاشی Λ° ای‌که به طرف پایین حرکت می‌کنند، داریم

$$(\mathbf{p}_{\pi \text{ فرودی}} \times \mathbf{p}_{\Lambda}) \cdot \mathbf{p}_{\pi \text{ واپاشی}} < 0$$

به‌طور تجربی، پیونهای بیشتری به‌طرف بالا گسیل می‌یابند تا به‌طرف پایین. مثلا ایزلر (۱۹۵۷) و همکارانش با اندازه‌گیریهایی که با پیونهای فرودی با انرژی جنبشی‌از ۹۱۰ مگاالکترون ولت تا ۱۳۰۰ مگاالکترون ولت انجام دادند، تعداد پیونهای گسیل‌یافته از واپاشی ذرات Λ° را در هرطرف به‌صورت زیر به‌دست‌آوردند.

تعداد ذرات به طرف «بالا» = ۱۵۸

تعداد ذرات به طرف «پایین» = ۱۰۵

که این نتیجه به‌وضوح ناپایستگی پاریته را در واپاشی Λ° نشان می‌دهد.

۳۱. ناوردایی تحت P، C و T

دورانها، انتقالهای فضایی و جابه‌جاییهای زمانی تبدیلات پیوسته‌ای هستند، که اگر تقارنهای دستگاهی باشند، تقارنهای پیوسته‌ای خواهند بود. به‌عنوان مثال، دورانها را می‌توان با زوایای کوچك دلخواهی انجام داد.

همچون تقارنهای پیوسته، تقارنهای گسسته‌ای هم وجود دارند که تقارنهای ممکن يك دستگاه فیزیکی هستند. سه‌نوع تقارن گسسته، اساسی، یعنی عمل پاریته، وارونی زمان و همیوغی بار وجود دارند. قبلا با نخستین نوع تقارن آشنا شدیم، ولی مفید است که در اینجا توضیح مختصری از آن به‌همراه خواص دو تقارن گسستهٔ دیگر ذکر کنیم.

پاریته (P)

این عملگر وابسته به‌وارونی فضایی است. به‌عنوان مثال، برای يك ذرهٔ منفرد داریم

$$P\psi(\mathbf{r},\ t)=\zeta\psi(-\mathbf{r},\ t) \tag{۱.۳۱}$$

که در آن ζ پاریتهٔ ذاتی ذره است. برای n ذره داریم

$$P\psi(\mathbf{r}_1,\ \ldots,\ \mathbf{r}_n,\ t)=\zeta_1\ldots\zeta_n\psi(-\mathbf{r}_1,\ \ldots,\ -\mathbf{r}_n,\ t) \tag{۲.۳۱}$$

که در آن $\mathbf{r}_i$ مختصهٔ مکانی ذرهٔ iام و ζ_i پاریتهٔ ذاتی آن‌است. P مختصهٔ $\mathbf{r}_i$ را به $-\mathbf{r}_i$ تبدیل می‌کند.

قبلا نشان دادیم (بخش ۱۳) که اگر

$$P\,\psi(\mathbf{r})=\alpha\,\psi(\mathbf{r})$$

باشد، درآن‌صورت α لزوماً برابر ± 1 خواهد بود.

زمانی عقیده براین بود که تمام برهم‌کنشها تحت P ناوردایند. به عنوان نتیجه‌ای از این فرض، اگر $\psi(\mathbf{r},\ 0)$ را بدین‌صورت برگزینیم

$$P\,\psi(\mathbf{r},\ 0)=\alpha\,\psi(\mathbf{r},\ 0) \tag{۳.۳۱}$$

وآنگاه خواهیم داشت

$$P\,\psi(\mathbf{r},\ t)=\alpha\,\psi(\mathbf{r},\ t) \tag{۴.۳۱}$$

بنابراین پاریته در طول زمان بدون تغییر می‌ماند، یعنی پاریته پایسته خواهد بود. ولی حال می‌دانیم که برهم‌کنشهای ضعیف تحت P ناوردا نیستند.

وارونی زمان (T)

T عمل معکوس‌کردن تمام جهتهای حرکت و از جمله اسپین است. نامی که بر روی این عمل گذارده‌اند، وارونی زمان، نسبتاً گمراه‌کننده‌است. مناسبتر بود که آن را وارونی جهت

حرکت می‌نامیدند. گذشته از اینها، زمان را نمی‌توان معکوس کرد. ولی جهت حرکت را می‌توان تغییر داد.

ناوردایی برهم‌کنشها تحت T بدین معنی است که اگر فرایند فیزیکی معینی رخ دهد، آنگاه فرایندی که از معکوس کردن تمام جهتهای حرکت به‌دست می‌آید نیز از نظر فیزیکی قابل تحقق خواهد بود.

برای نمونه، مثالی ازمکانیك کلاسیك، مورد سیارهٔ منفردی که درمداری بیضی حول خورشیدی در حرکت است را در نظر می‌گیریم. حرکت این سیاره بر روی همان بیضی ولی در جهت مخالف، از نظر فیزیکی، حرکتی قابل تحقق است.

همیوغی بار (C)

C عملگر تعویض ذره‌ها با پادذره‌هاست. در اینجا هم با نامی سروکار داریم که به‌طور دقیق مفهوم عمل را نمی‌رساند. عمل همیوغی بار روی ذره‌ای با بار الکتریکی باعث می‌شود که آن ذره توسط ذره‌ای با بارمخالف جایگزین شود. ولی همیوغی بارممکن‌است بر ذرات خنثی هم اثر کند. به‌عنوان نمونه عمل C، نوترونها را به پاد نوترونها تبدیل می‌کند.

یك قضیهٔ مهم در مکانیك کوانتومی نسبیتی عبارت ازاین‌است که اگر توصیف تمام فرایندهای فیزیکی توسط معادلات نسبیتی میدان ممکن باشد، درآن صورت علم فیزیك می‌بایست تحت عملهای مشترك PCT، یعنی وارونی زمان، همیوغی بار و وارونی‌فضایی، ناوردا باشد. این قضیه را قضیهٔ PCT می‌نامند. ترتیب اجرای عملگرهای P ، C و T در نتیجه اثری ندارد. تاکنون تخلفی از ناوردایی تحت PCT مشاهده نشده است.

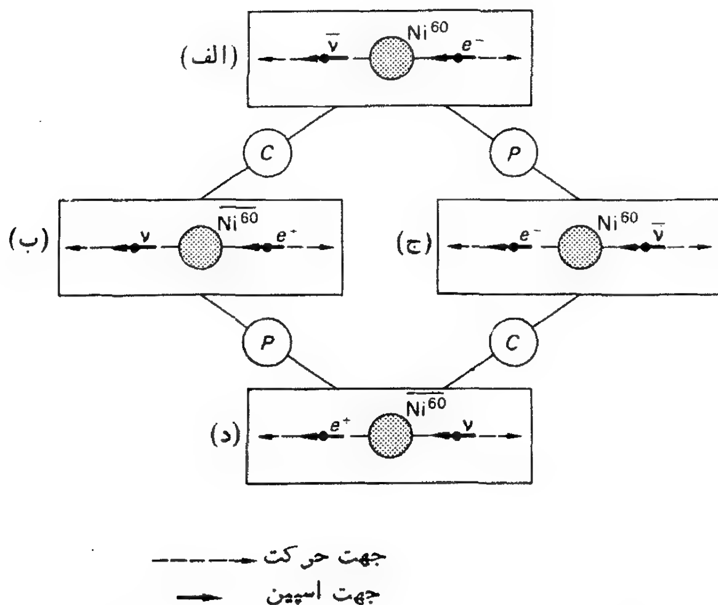
۳۲. ناوردایی CP

درشکل ۱.۳۲ الف نمایش‌طرح واره‌ای از واپاشی‌بتای Co^{60} که‌درآن‌یك پاد نوترینوی راستگرد گسیل می‌یابد، نموده شده است



$$Co^{60} \longrightarrow Ni^{60} + e^- + \bar{\nu} \qquad (۱.۳۲)$$

همیوغی بار این واپاشی که در شکل ۱.۳۲ ب نموده شده است، چون حاوی نوترینوی راستگرد است، به‌وقوع نمی‌پیوندد. زیراهمچنان‌که دربخش ۲۹ موردبحث قرارگرفت، نوترینوها تنها به صورت چپگرد وجود دارند. در شکل ۱.۳۲ ج وارونی فضایی، P، واپاشی شکل ۱.۳۲ الف نموده شده است، که این هم به‌علت عدم وجود پاد نوترینوی چپگرد به‌وقوع نمی پیوندد. اما فرایند حاصل از عمل مشترك وارونی فضایی و همیوغی بار، CP، بر روی واپاشی بتای Co^{60} که در شکل ۱.۳۲ د نموده شده است، حاوی نوترینوی راستگرد است و بنابراین می‌تواند صورت گیرد. ناوردایی تحت CP دلالت براین می‌کند که واپاشی پادکوبالت ۶۰ همان طول عمر واپاشی کوبالت ۶۰، یعنی



شکل ۱۰۳۲ اثر C، P و CP بر روی واپاشی بتای Co^{60}.



$$\overline{\text{Co}^{60}} \longrightarrow \overline{\text{Ni}^{60}} + e^+ + \nu$$

معادلهٔ (۱۰۳۲) را دارد. هیچ فردی آزمایشی بر روی پادکوبالت که تهیهٔ آن نیز بسیار دشوار است، انجام نداده است ولی در آزمایشهای انجام شده بر روی واپاشی میونها و پیونها نشان می‌دهند که برهم‌کنشهای ضعیف تحت CP حداقل تاتقریب‌خوبی ناوردایند.

با مشخص کردن نوترینوهای چپگرد و راستگرد توسط شاخصهای پایین L و R، می‌توان اثر P، C و CP را بر روی نوترینوها، بر طبق نظریهٔ نوترینوی دومؤلفه‌ای، به‌صورت زیر خلاصه کرد

$P\nu_L = \nu_R$ از دیدگاه فیزیکی غیر قابل وقوع

$C\nu_L = \bar{\nu}_L$ از دیدگاه فیزیکی غیر قابل وقوع

$CP\nu_L = \bar{\nu}_R$

از نقطه نظر فیزیکی تنها ν_L و $\bar{\nu}_R$ قابل وقوع‌اند.

در بخش ۲۸، دیدیم که به‌علت عدم وجود ناوردایی واپاشی β تحت وارونی فضایی، یك دستوارگی درونی در طبیعت یافت می‌شود. اما به علت ناوردایی واپاشی β تحت CP لازم است بین ماده و پادماده تمایز قائل شویم تا برای تعیین دستوارگی

بتوانیم از واپاشی β استفاده کنیم.

فرض کنید می‌خواهیم چپ و راست را به‌اشخاصی در فضای خارج توضیح دهیم. می‌توانیم به‌طور رادیویی دستوراتی درمورد چگونگی‌انجام یك‌آزمایش بر روی واپاشی بتای Co^{60} به او بدهیم که‌برای نمونه،قطبیدگی الکترونهای گسیل یافته را بامشاهدهٔ عدم تقارن پراکندگی‌الکترون،آنچنان‌که دربخش ۲۸ ارائه‌شد، اندازه گیری کند و«دستوارگی چپ» را بر طبق عدم تقارن پراکندگی تعریف کند. اما نمی‌توانیم مطمئن باشیم که مخلوق فرضی ما در فضای خارج از پاد مـاده ساخته نشده بـاشد وآنچه راکه مشاهده می کند پوزیترون ناشی از واپاشی پادکوبالت نباشد. در حال حاضر اعتقاد مـا بر این است که اگر او از پاد ماده ساخته شده‌باشد، دستورات ما دربارهٔ «دستوارگی چپ» اورا به‌طرف «دستوارگی راست» هدایت خواهدکرد.

مشاهدات مربوط به‌واپاشی مزونهـای خنثای K نشان داده‌اندکه پـایستگی CP به‌طور مطلق برقرار نیست (بخش ۳۹). اما در حال حاضر فرض می کنیم که تا حد خیلی زیادی فرایندهای فیزیکی تحت CP نـاوردایند، و بنابراین به‌دلیل قضیهٔ PCT، تحت T هم ناوردایند. تاکنون رویداد مستقیمی دال بر شکست ناوردایی تحت وارونی زمان رخ نداده است.

یك نتیجهٔ مهم از ناوردایی تحت PCT ، برابری جرم و طول عمر ذره و پاد ذره است .

۳۳. رده‌بندی برهم‌کنشها

قدرت برهم‌کنشهـای مختلف بین ذرات بنیـادی، امکان رده‌بندی‌آسان و مهمی را در این برهم‌کنشها فراهم می‌سازد.

قدرت برهم‌کنش الکترومغناطیسی توسط ثابت ساختمان‌ریزکه ثـابت جفت‌شدگی الکترومغناطیسی هم نامیده می‌شود، داده می‌شود

$$\frac{e^{2}}{\hbar c}=1/137{,}036$$

به‌همین نحو، قدرت برهم‌کنشهای دیگر را می‌توان توسط ثابتهـای جفت‌شدگی مناسب نشان داد. در جدول ۱.۳۳ قدرت برهم‌کنشهای مختلف با هم مقایسه شده‌اند. این مقایسهٔ قدرت برهم‌کنشها تقریبی است، زیرا قدرت یك برهم‌کنش می‌تواند به‌صورتهای مختلف تعریف شود. جدول ۱.۳۳ مرتبهٔ بزرگی ثابتهـای جفت‌شدگی را برای برهم‌کنشهـای مختلف نشان می‌دهد.

برهم‌کنشهای قوی، برهم‌کنشهایی بین‌نوکلئونها و دیگرباریونها، و مزونهای π و K هستندکه درآنهاشگفتی‌پایسته است. ذراتی که‌در برهم‌کنشهای‌قوی‌شرکت می کنند، هادرون نامیده می‌شوند. در برهم‌کنشهای قوی ایزوسپین هم پایسته‌است. اختلاف در خصوصیات

جدول ۱۰۳۳ قدرت برهم‌کنشهای ذرات بنیادی.

برهم‌کنش	قدرت
برهم‌کنش قوی	۱
برهم‌کنش الکترومغناطیسی	10^{-2}
برهم‌کنش ضعیف	10^{-13}
برهم‌کنش گرانشی	10^{-38}

حالات باری هادرونها، از قبیل اختلاف جرم بین نوترون و پروتون و یا اختلاف جرم بین Σ^0 و Σ^+، را می‌توان به‌برهم‌کنش‌الکترومغناطیسی نسبت داد(باید توجه‌کرد که هنوز قادر به محاسبهٔ چنین اختلاف جرمی نیستیم). اعدادکوانتومی ایزوسپین و شگفتی را به هادرونها منتسب می‌کنند.

در برهم‌کنش الکترومغناطیسی شگفتی پایسته‌است، ولی درآنها ایزوسپین پایسته نیست. در واپاشی زیر

$$\Sigma^\circ \longrightarrow \Lambda^\circ + \gamma \qquad (۱۰۳۳)$$

بدان دلیل‌که Σ° و Λ° هر دو شگفتی ۱ ــ دارند، شگفتی پایسته می‌ماند، و واپاشی با عمر متوسطی کوچکتر از 10^{-14} ثانیه رخ می‌دهد. پایستگی ایزوسپین در این واپاشی برقرار نیست، زیرا Σ° دارای $I=1$ و Λ° دارای $I=0$ است. به علت پایستگی شگفتی، Λ° نمی‌تواند با گسیل یك فوتون به‌یك نوترون تبدیل شود

$$\Lambda^\circ \not\longrightarrow n + \gamma \qquad (۲۰۳۳)$$

چون در برهم‌کنش الکترومغناطیسی ایزوسپین پایسته نیست، نمی‌توان به‌فوتون ایزوسپینی نسبت داد. می‌توان فوتون را به صورت ذره‌ای با شگفتی $S=0$ در نظر گرفت، ولی مرسوم است که ایزوسپین و شگفتی را فقط به هادرونها منتسب کنند. از معادلهٔ (۵۰۲۴) نتیجه می‌شود که در برهم‌کنش الکترومغناطیسی مؤلفهٔ سوم ایزوسپین، I_3، پایسته است، زیرا دراین برهم‌کنش شگفتی، S، پایسته می‌ماند. عدد باریونی B و بار الکتریکی Q به‌طور عام پایسته‌اند.

واکنشهایی که درآنها شگفتی پایسته نیست، از طریق برهم‌کنشهای ضعیف صورت می‌گیرند. واپاشی β، و هر برهم‌کنشی که شامل نوترینوها باشد، نیز یك برهم‌کنش ضعیف است. دیده‌ایم که پاریته در برهم‌کنشهای ضعیف پایسته نیست، این‌موضوع هم در مورد واپاشیهایی که درآنها شگفتی تغییر می‌کند،از قبیل واپاشی مزون K و Λ° وهم در مورد واپاشیهایی که درآنها شگفتی تغییر نمی‌کند، از قبیل واپاشی β، صادق‌است.

جدول ۲۰۳۳

تقارن	جابه‌جاییهای فضا ـ زمان	دورانهای فضایی			PCT	T	CP	C	P			
کمیت پایسته	$E,\mathbf{P}$	$\mathbf{J}$	Q بار الکتریکی	B عدد باریونی					P	S شگفتی	I_3 مؤلفهٔ سوم ایزوسپین	I ایزوسپین
۱. برهم‌کنش قوی	✓	✓	✓	✓	✓	✓	✓	✓	✓	✓	✓	✓
۲. برهم‌کنش الکترومغناطیسی	✓	✓	✓	✓	✓	✓	✓	✓	✓	✓	✓	×
۳. برهم‌کنش ضعیف	✓	✓	✓	✓	✓	✓	✓	×	×	×	×	×
۴. برهم‌کنش فوق ضعیف	✓	✓	✓	✓	✓	×	×	×	×	×	×	×

علامت ✓ نشان می‌دهد که برهم‌کنش مورد نظر دارای تقارن است و کمیت مناسب با آن پایسته است.

علامت × نشان می‌دهد که برهم‌کنش مورد نظر دارای تقارن نیست و کمیت مناسب با آن پایسته نیست.

در مورد برهم‌کنشهای فوق ضعیف، به‌بحث واپاشی مزون خنثای K در بخش ۳۹ مراجعه کنید.

برهم‌کنش گرانشی ضعیفترین برهم‌کنشهای مشاهده شده است. از آنجایی که تاکنون هیچ‌گونه اثری از نیروهای گرانشی در فیزیك ذرات بنیادی قابل مشاهده نبوده است، در بحثهای مربوط به‌ذرات بنیادی از ملاحظات مربوط به برهم‌کنشهای گرانشی صرفنظر می‌شود.

در جدول ۲.۳۳ خلاصهٔ تقارنها و قوانین پایستگی برای برهم‌کنشهای مختلف ارائه شده‌است. برهم‌کنشهای قوی دارای بیشترین تقارنها، و برهم‌کنشهای ضعیف کمترین تقارنها را دارند. ترتیب برهم‌کنشها بر طبق تقارنهایشان به‌همان ترتیب قدرت آنهاست.

تمرین

۱. درآزمایش نموده شده در شکل ۳.۲۸، یك میدان الکتروستاتیکی بـرای تبدیل قطبیدگی طولی الکترونها به‌قطبیدگی عرضی مورد استفاده قرار گرفته‌است. آیا چنین تبدیل قطبیدگی را می‌توان با منحرف کردن الکترونها دریك میدان مغناطیسی به‌دست آورد؟ آیا می‌توان برای ذراتی که درآنها دقیقاً $g=2$ است، چنین تبدیل قطبیدگی را با منحرف کردن در یك میدان مغناطیسی به‌دست‌آورد؟

۲. فرایندهای زیر را به‌صورت قوی، الکترومغناطیسی، ضعیف و یاکاملاممنوع رده‌بندی کنید و بیان‌کنید‌که‌کدام یك از ویژگیهای زیر در هر یك از فرایندها پایسته است: پاریته، شگفتی، ایزوسپین و مؤلفهٔ سوم ایزوسپین.

(الف) $\Sigma^\circ \longrightarrow \Lambda^\circ+\gamma$ (ب) $\Sigma^+ \longrightarrow p+\pi^\circ$

(ج) $\Xi^- \longrightarrow \Lambda^\circ+\pi^-$ (د) $\pi^-+p \longrightarrow \Lambda^\circ+K^\circ$

(ه) $\pi^-+p \longrightarrow n+\pi^\circ$ (و) $\gamma+p \longrightarrow p+\pi^\circ$

(ز) $\Lambda^\circ \longrightarrow p+\pi^-$ (ح) $K^\circ \longrightarrow \pi^++\pi^-$

۳. فرایندهای زیر را به‌صورت قوی، الکترومغناطیسی، ضعیف ویاکاملا ممنوع رده‌بندی کنید و بیان‌کنید‌که‌آیا پاریته درآنها پایسته و یا ناپایسته است

(الف) $\pi^\circ \longrightarrow \gamma+\gamma$ (ب) $K^+ \longrightarrow \pi^++\pi^-$

(ج) $K^- \longrightarrow \pi^-+\pi^-+\pi^+$ (د) $\pi^+ \longrightarrow \mu^++\nu$

(ه) $\mu^- \longrightarrow e^-+\bar{\nu}+\nu$ (و) $K^+ \longrightarrow \mu^++\nu$

(ز) $\Sigma^+ \longrightarrow \mu^++\nu$ (ح) $\Sigma^- \longrightarrow n+e^-+\bar{\nu}$

مراجع

Eisler, F., R. Plano, A. Prodell, N. Samios, M. Schwartz, J. Steinberger, P. Bassi, V. Borelli, G. Puppi, G. Tanaka, P. Woloschek, V. Zoboli, M. Conversi, P. Franzini, I. Mannelli, R. Santangelo,

V. Silvestrini, D. A. Glaser, C. Graves, M. L. Perl, *Phys. Rev*, **108** (1957) 1353.

Frauenfelder, H., R. Bobone, E. Von Goeler, N. Levine, H. R. Lewis, R. N. Peacock, A. Rossi and G. De Pasquali, *Phys. Rev*, **106** (1957) 386.

Merzbacher, E., *Quantum Mechanics*, 2nd edition, 1970. Wiley, New York, p. 274.



لپتونها

۳۴. دونوع نوترینو

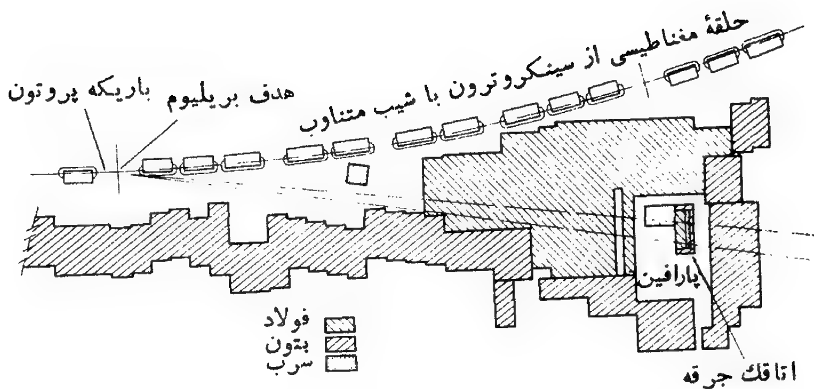
نوترینوها در دو فرایند زیر تولید می‌شوند

$$n \longrightarrow p+e^-+\bar{\nu}_e$$

$$\pi \longrightarrow \mu^-+\bar{\nu}_\mu$$

که در آنها نوترینوها توسط شاخصهای پایین تفکیك شده‌اند، زیرا معلوم شده است که نوترینوهای بالا یکسان نیستند.

تفاوت بین این دو نوترینو درآزمایشگاه ملی بروکهاون با استفاده ازسنکروترون با گرادیان متناوب (A.G.S) به‌اثبات رسید (دانبی و همکاران، ۱۹۶۲؛ لدرمان، ۱۹۶۳). دراین‌ماشین، پروتونهایی با انرژی ۱۵ جیگا الکترون ولت باهسته‌های یك هدف برخورد کردند. در میان ذرات تولید شده مزونهای π بودندکه به‌صورت $\pi^+ \longrightarrow \mu^+ + \nu_\mu$ و $\pi^- \longrightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu$ واپاشیده می‌شدند. گسیل محصولات واپاشی، درچارچوب مرکز جرم این واپاشیها، در تمام جهات است. و بنابراین در چارچوب آزمایشگاه، مزونهای μ و نوترینوها در مخروطی باریك به جلوحرکت خواهند کرد (تمرینهای ۲ و ۳). برای‌جدا کردن سایر ذرات از باریکه نوترینوها دیواری آهنی به ضخامت ۱۳٫۵ متر در مقابل دستگاه‌آشکارساز قرار داده شد. دستگاه A.G.S بروکهاون قادر بود پروتونها را تا ۳۰ جیگا الکترون ولت شتاب دهد، ولی درآن‌صورت دیوارآهنی به ضخامت ۱۳٫۵ متر برای محافظت آشکارساز در مقابل سایر ذرات‌کافی نبود، و به‌همین خاطر از A.G.S در



شکل ۱.۳۴ تصویر برش افقی آزمایش‌میون ـ نوترینوتوسط دانبی وهمکاران (۱۹۶۲). پیونها در نتیجهٔ اصابت پروتونهای ۱۵ جیگا الکترون‌ولت با هدف بریلیوم که درانتهای قسمت ۱۰ فوتی A.G.S بروکهاون قرار دارد ، تولید می‌شوند (فقط قسمت A.G.S ترسیم شده است) . حدود ۱۰ درصد پیونهـا قبل از اصابت به دیوار حفاظتی آهنی بـا ضخامت ۱۳٫۵ متر ، که در فـاصلهٔ ۲۱ متری از هدف قرار دارد، به میون و نوترینو واپاشیده می‌شوند. دیوار حفاظتی پیونها و میونهـا را متوقف می‌کند ولی نوترینوهـا به‌آسانی ازآن عبورمی‌کنند. برهم کنش نوترینوها دریك اتاقك جرقهٔ ۱۰ تنی آلومینیومی پشت دیوار حفاظتی مشاهده می‌شود.

انرژی ۱۵ جیگا الکترون ولت بهره‌برداری شد. درشکل ۱.۳۴ تصویر برش افقی آزمایش نموده شده است.

آشکارساز یك اتاقك جرقه با ۹۰ صفحه آلومینیومی بود، به طوری که مساحت هر صفحه ۱٫۲ متر مربع، و وزن کلی آن حدود ۱۰ تن بود.

در اتاقك جرقه، صفحات فلزی به‌طور موازی با یکدیگر قرار می‌گیرند، همچنان که در شکل ۲.۳۴ می‌توان آن را مشاهده کـرد. در این شکل خطوط عمودی سفید نـور بازتابیده از لبه‌هـای صفحات آلومینیومی هستند. بین صفحات مجـاور اختلاف پتانسیلی اعمال می‌شود. یك ذرهٔ باردار با عبور از میان اتاقك جرقه‌گاز بین شکافهـای صفحات را یونیده می‌کند وجرقه‌ای بین‌صفحات‌زده می‌شود. جرقه‌های بین زوجهای متوالی صفحات، مسیر طی شده توسط ذرهٔ باردار را نشان می‌دهد، که در شکل ۲.۳۴ دیده می‌شود.

در جریان ۳۰۰ ساعت آزمـایش که تخمیناً 10^{14} نوترینو در این مدت از اتـاقك جرقه عبور کرده‌اند ، ۲۹ رویداد از نوع



$$\bar{\nu}_\mu + p \longrightarrow n + \mu^+$$

مشاهده شدند. درشکل ۲.۳۴ دو نمونه از مسیر مزونهای μ مشاهده شده در اتاقك جرقه



(الف)



(ب)

شکل ۲.۳۴ دو نمونه‌از مسیر میونها در آزمایش دانبی و همکاران (۱۹۶۲) که بر روی نوتـرینوی میون صورت‌گرفته است، مشاهده می‌شود.

نموده شده‌اند. در این آزمایش رویدادی از نوع

$$\bar{\nu}_\mu + p \longrightarrow n + e^+$$

مشاهده نشد. ولی از آزمایشهایی که بر روی واپاشی معکوس β صورت‌گرفته، بخش ۹، می‌دانیم که واکنش

$$\bar{\nu}_e + p \longrightarrow n + e^+$$

امکان پذیر است . بنـابراین بـاید نتیجه بگیریم که $\bar{\nu}_\mu$ و $\bar{\nu}_e$ دو نوع نوترینوی متفاوت هستند. یعنی نوترینوی وابسته به‌مزون μ با نوترینوی وابسته به‌الکترون تفاوت دارد.

۳۵. دستوارگی نوترینوی میون

قبلا در بخش ۲۹ دیدیم که نوترینوها می‌توانند دستوارگی‌معینی که به‌طور نسبیتی‌ناوردا‌ست، داشته‌باشند. زیرا آنها دارای جرم سکون صفر بوده و بنابراین همیشه با سرعت نور حرکت می‌کنند. در حقیقت معلوم‌شده‌که پاد نوترینوی $\bar{\nu}_e$ که همراه بایك الکترون در واپاشی β



شکل ۱.۳۵ واپاشی پیون مثبت.

گسیل‌می‌یابد راستگرد، و نوترینوی ν_e که همراه‌با یك پوزیترون گسیل‌می‌یابد چپگرد است.

آزمایشهای مربوط به ناپایستگی پاریته در واپاشی پیون و واپاشی میون نشان می‌دهند که نوترینوی میون ν_μ دارای دستوارگی معینی است، و در واقع چپگرد است، یعنی همان دستوارگی ν_e را دارد. واپاشی



$$\pi^+ \longrightarrow \mu^+ + \nu_\mu$$

را در چارچوب سکون پیون ابتدایی در نظر می‌گیریم، و محور z را در جهت حرکت محصولات واپاشی انتخاب می‌کنیم. ازآنجایی که پیون دارای اسپین صفر است، پایستگی تکانهٔ زاویه‌ای مقرر می‌دارد که مؤلفهٔ z اسپینهای μ^+ و ν_μ مساوی و در جهت مخالف یکدیگر باشند. μ^+ و ν_μ در جهتهای مخالف گسیل می‌یابند و بنابراین‌درچارچوب سکون پیون ابتدایی، μ^+ و ν_μ دارای دستوارگی یکسان‌اند (شکل ۱.۳۵). دستوارگی ν_μ را می‌توان با اندازه‌گیری مؤلفهٔ z اسپین میون گسیل یافته به‌دست‌آورد. اندازه‌گیری قطبیدگی طولی میونها نشان می‌دهد که ν_μ چپگرد و $\bar{\nu}_\mu$ راستگرد است.

۳۶. پایستگی لپتونها

الکترونها، میونها، نوترینوها و پاد ذراتشان را لپتون‌می‌نامند. قبل‌ازپی‌بردن‌به تمایز بین ν_μ و ν_e، یك قانون پایستگی عدد لپتونی برای تمام برهم‌کنشها فرض می‌شد که درآن به e^-، μ^- و ν عدد لپتونی ۱+، و به e^+، μ^+ و $\bar{\nu}$ عدد لپتونی ۱− منتسب می‌کردند. به هر حال، براساس این طرح واکنشهایی از قبیل



$$\nu_\mu + p \longrightarrow n + e^+$$

از نقطه نظر پایستگی عدد لپتونی ممنوع نبودند، ولی همان طوری که در بخش ۳۴ مورد بحث قرارگرفت، چنین واکنشی مشاهده نمی‌شود. برای اصلاح این مسئله دو نوع عدد لپتونی مختلف معرفی شدند، یکی عدد لپتون ـ میونی L_μ ودیگری عدد لپتون ـ الکترونی L_e، و لازم است که این دو عدد لپتونی هر یك به‌طورجداگانه درتمام برهم‌کنشها پایسته باشند. اعداد لپتون ـ میونی و اعداد لپتون ـ الکترونی برای تعدادی از ذرات در جدول ۱.۳۶ نموده شده‌اند. برای سایر ذرات، یعنی هادرونها یا ذرات حاوی بر هم‌کنش قوی و فوتون اعداد لپتونی L_e و L_μ صفرند.

به‌عنوان نتیجه‌ای از پایستگی L_μ و L_e، اگر در واکنشی تعدادی لپتون ناپدید شوند، همیشه تعداد معینی لپتون تولید خواهند شد. بنابراین در ترسیم نمودارهای فاینمن

جدول ۱.۳۶

$\bar{\nu}_\mu$	ν_μ	μ^+	μ^-	$\bar{\nu}_e$	ν_e	e^+	e^-	
۰	۰	۰	۰	−۱	+۱	−۱	+۱	L_e
−۱	+۱	−۱	+۱	۰	۰	۰	۰	L_μ

برای برهم‌کنشهـای ضعیف، یك خط لپتون خاص می‌تواند به خط لپتون دیگری بر طبق روال زیر متصل شود

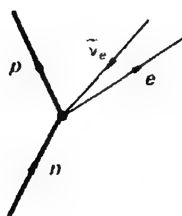
$$e^- \longleftrightarrow \nu_e$$

$$e^+ \longleftrightarrow \bar{\nu}_e$$

$$\mu^- \longleftrightarrow \nu_\mu$$

$$\mu^+ \longleftrightarrow \bar{\nu}_\mu$$

(البته دیگر قوانین پایستگی از قبیل پایستگی بارهم باید برقرار شوند.) یادآوری می‌کنیم که معکوس‌کردن جهت پیکان روی یك خط در یك نمودار فاینمن به معنی جایگزین کردن ذره با پاد ذره‌اش است. چند نمونه از برهم‌کنشهای ضعیف در زیر داده شده‌اند. اعداد لپتونی L_e و L_μ و عدد باریونی B برای تعدادی از واکنشها نموده شده‌اند.

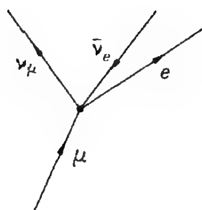


(الف) $n \longrightarrow p + \bar{\nu}_e + e^-$

B: $+1 = +1 + 0 + 0$

L_e: $0 = 0 + (-1) + 1$

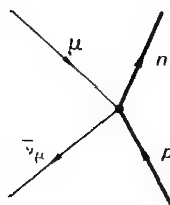
شکل ۱.۳۶



(ب)

	$\mu^- \longrightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu$
B	$0 = 0 + 0 + 0$
L_e	$0 = 1 + (-1) + 0$
L_μ	$1 = 0 + 0 + 1$

شکل ۲.۳۶



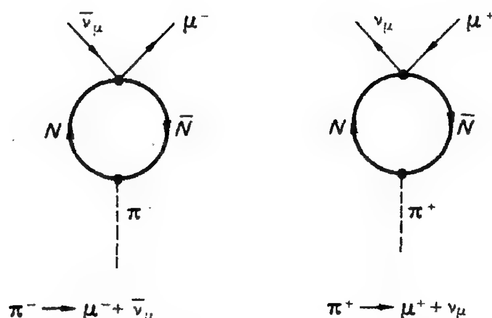
(ج) $p + \bar{\nu}_\mu \longrightarrow \mu^+ + n$

شکل ۳.۳۶

در نمودار فاینمن مربوط به یك برهم‌کنش ضعیف، چهار خط فرمیون در یك رأس تلاقی‌می‌کنند،آنچنان‌که درنمودارهای مثالهای الف، ب و ج دیده می‌شود. برای تعدادی از واکنشها یا واپاشیهایی که ازطریق برهم‌کنشهای‌ضعیف صورت می‌گیرند، درنمودارهای مربوطه علاوه بر رأس برهم‌کنش ضعیف با چهار خط فرمیون، رئوس دیگری هم وجود دارندکه به برهم‌کنشهای قوی مربوط می‌شوند. در شکل ۴.۳۶ نمودارهای فاینمن پایینترین مرتبه برای واپاشی پیون نموده شده‌اند. در واپاشی پیون ، نمودارهای دیگری که حاوی رئوس بیشتری از برهم‌کنشهای قوی باشند، نیز دارای اهمیت‌اند. به علت کوچك بودن ثابت جفت‌شدگی برهم‌کنشهای ضعیف، از نمودارهایی‌که شامل رئوس بیشتری از برهم کنش ضعیف باشند، می‌توان صرفنظر کرد

برهم‌کنش ضعیف جفت‌شدگی بین چهار فرمیون است و به همین خاطر برهم‌کنش چهار فرمیونی نامیده می‌شود.

نمودارهای فاینمن شکل ۴.۳۶ واپاشی پیون را از طریق آفرینش یك زوج



شکل ۴.۳۶ واپاشی پیون

نوکلئون ـ پاد نوکلئون مجازی و تبدیل آنها را به یك میون ویك نوترینو توسط برهم‌کنش چهار فرمیونی نشان می‌دهد.

۳۷. قوانین عمومی پایستگی

در فیزیك، تعداد معینی قوانین پایستگی وجود دارند که تاکنون هیچ‌گونه نقضی در مورد آنها مشاهده نشده است. کمیات زیر در تمام برهم‌کنشها، همواره پایسته‌اند.

۱. انرژی
۲. تکانه
۳. تکانهٔ زاویه‌ای
} مربوط به تقارنهای فضا ـ زمانی

۴. بار
۵. عدد لپتون ـ الکترونی
۶. عدد لپتون ـ میونی
۷. عدد باریونی
۸. تفاضل تعداد فرمیونها و پاد فرمیونها.

هرواکنش یا واپاشی‌که توسط قوانین پایستگی بالاممنوع نشده باشد، به‌وقوع می‌پیوندد. هرچندکه در بعضی از موارد در اندازه‌هایی صورت می گیردکه مشاهدهٔ آنها، به علت واکنشها یا واپاشیهای دیگری که محتملترند، مشکل است. به‌عنوان نمونه، تنوع حالاتی را که K^+ و Σ^+ می‌توانند به‌آن طرق واپاشیده شوند، درجدول ۱.۳۷ نموده‌شده است.

علاوه بر قوانین پایستگی فوق، که در تمام برهم‌کنشها برقرارند، داریم

۱. برهم‌کنشهای ضعیف تحت PC و T ناوردایند (این حکم، حداقل تا تقریب خوبی

برقرار است. برای بحث پیرامون ناپایستگی PC به‌بخش ۳۹ مراجعه کنید).

۲. برهم‌کنشهای الکترومغناطیسی تحت P، C و T به‌طور جداگانه ناوردایند و همچنین شگفتی S و مؤلفهٔ سوم ایزوسپین I_3 درآنها پایسته‌است.

۳. برهم‌کنشهای قوی تحت P، C و T به‌طور جداگانه ناوردایند، وشگفتی‌وایزوسپین درآنهـا پایسته‌است (برای برهم‌کنشهای قوی I و I_3 هر دو اعداد کوانتومی خوب هستند).

جدول ۱.۳۷

پاره‌مد واپاشی	درصد از واپاشی کل
$K^+ \longrightarrow \mu^+ + \nu_\mu$	٪۶۴
$\pi^+ + \pi^\circ$	٪۲۱
$\pi^+ + \pi^- + \pi^+$	٪۵٫۶
$\pi^+ + \pi^\circ + \pi^\circ$	٪۱٫۷
$\mu^+ + \pi^\circ + \nu_\mu$	٪۳٫۲
$e^+ + \pi^\circ + \nu_e$	٪۴٫۹
$\pi^+ + \pi^- + e^+ + \nu_e$	$۳٫۳ \times ۱۰^{-۵}$
$\pi^+ + \pi^+ + e^- + \bar{\nu}_e$	$< ۷ \times ۱۰^{-۷}$
$\pi^+ + \pi^- + \mu^+ + \nu_\mu$	$۰٫۹ \times ۱۰^{-۵}$
$\pi^+ + \pi^+ + \mu^- + \bar{\nu}_\mu$	$< ۳ \times ۱۰^{-۶}$
$e^+ + \nu_e$	$۱٫۲ \times ۱۰^{-۵}$
$\pi^+ + \mu^+ + \mu^-$	به‌ندرت
$\pi^+ + e^+ + e^-$	به‌ندرت
هر کدام از بالا به‌انضمام γ	به‌ندرت
$\Sigma^+ \longrightarrow p + \pi^\circ$	٪۵۲
$n + \pi^+$	٪۴۸
$p + \gamma$	$۱٫۲ \times ۱۰^{-۳}$
$n + \pi^+ + \gamma$	$۱٫۳ \times ۱۰^{-۴}$
$\Lambda^\circ + e^+ + \nu_e$	۲×۱۰^{-۵}
$n + \mu^+ + \nu_\mu$	$< ۲٫۳ \times ۱۰^{-۵}$
$n + e^+ + \nu_e$	$< ۱٫۱ \times ۱۰^{-۵}$

تمرین

۱. برای واپاشیهـای زیر، علامت‌گذاریهای نوترینو را بر طبق اینکه حاصل فرایند نوترینوی الکترون، یا نوترینوی میون، نوترینو یا پادنوترینو باشد، انجام دهید

(الف) $\Lambda^\circ \longrightarrow p+\mu^-+\nu$ (ب) $\Sigma^+ \longrightarrow \Lambda^\circ+e^++\nu$

(ج) $\Sigma^- \longrightarrow n+e^-+\nu$ (د) $\mu^+ \longrightarrow e^++\nu+\nu$

(ه) $K^\circ \longrightarrow \pi^-+e^++\nu$

۲. توزیع زاویه‌ای نوترینوهـای ناشی از واپـاشی پیونهـای متحرك را در چارچوب آزمایشگاه به‌دست آورید.

۳. برای حالت پیونهـای با انرژی جنبشی ۳ بیلیون الکترون ولت، توزیع زاویه‌ای نوترینوها را با استفاده از نتیجهٔ تمرین قبلی رسم کنید. همچنین بیشترین زاویهٔ بین جهت پیونها و میونهای واپاشیده را در چارچوب آزمایشگاه محاسبه کنید.

۴. تمامی واپاشیهای ممکن برای ذرهٔ Λ° که بر حسب قوانین عمومی پایستگی مجازند را بنویسید، و آنـهارا بـا واپاشیهای مشاهده شده در *Review of Particle Properties* مقایسه کنید. (برای اطلاعات بیشتر به‌انتهای بخش ۴۱ مراجعه کنید.)

مراجع

Danby, G., J-M. Gaillard, K. Goulianos, L. M. Lederman, N. Mistry, M. Schwartz and J. Steinberger, *Phys. Rev. Lett*, 9 (1962) 36.

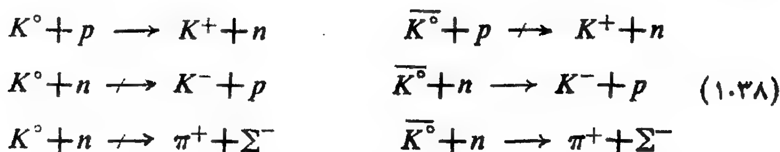
L. M. Lederman, 'The two-neutrino experiment', *Sci. Am*, March 1963. p. 60.

۹

مزونهای K خنثی و ناپایستگی CP

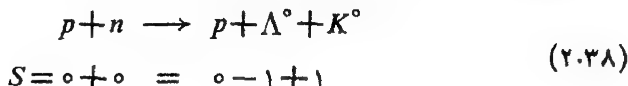
۳۸. مزونهای K خنثی

همچنان که دربخش ۲۵ ملاحظه شد، دونوع مزون K خنثی، یعنی $\overline{K^\circ}$ و K° وجود دارند که هر یك پاد ذرهٔ دیگری است. K° دارای شگفتی $S=+1$ و $\overline{K^\circ}$ دارای شگفتی $S=-1$ است. در نتیجه واکنشهای معینی وجود دارندکه برای یکی از مزونهای K خنثی به‌طورقوی به‌وقوع می‌پیوندند، درصورتی که برای دیگری این‌چنین‌نیست. به‌عنوان مثال

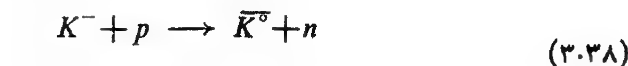


$$\begin{array}{lll} K^\circ+p \longrightarrow K^+ + n & \overline{K^\circ}+p \not\longrightarrow K^+ + n & \\ K^\circ+n \not\longrightarrow K^- + p & \overline{K^\circ}+n \longrightarrow K^- + p & (۱.۳۸) \\ K^\circ+n \not\longrightarrow \pi^+ + \Sigma^- & \overline{K^\circ}+n \longrightarrow \pi^+ + \Sigma^- & \end{array}$$

و همچنین K° و $\overline{K^\circ}$ در واکنشهای متفاوتی تولید می‌شوند، مثلا



$$\begin{array}{c} p+n \longrightarrow p+\Lambda^\circ+K^\circ \\ S=0+0 \;=\; 0-1+1 \end{array} \qquad (۲.۳۸)$$



$$\begin{array}{c} K^- + p \longrightarrow \overline{K^\circ}+n \\ S=-1+0=-1+0 \end{array} \qquad (۳.۳۸)$$

حال اثر همیوغی بار C و وارونی مختصات فضایی (عمل پاریته) P را بر روی مزونهای K خنثی در نظر می‌گیریم. فرض کنید ψ_{K° و $\psi_{\overline{K^\circ}}$ توابع حالتی هستند که

به‌ترتیب یك K° و یك $\overline{K^\circ}$ درحال سکون را توصیف می‌کنند. چون‌کائون دارای پاریتهٔ فرد است، داریم

$$P\psi_{K^\circ} = -\psi_{K^\circ}$$
$$P\psi_{\overline{K^\circ}} = -\psi_{\overline{K^\circ}} \qquad (۴.۳۸)$$

باید توجه داشت‌که درانتساب پاریتهٔ ذاتی فردبه‌کائونها، مقداری‌آزادی‌عمل وجود دارد. پاریتهٔ ذرات دارای $S=1$ را مطلقاً نمی‌توان در ارتباط با ذرات دارای $S=0$ تعیین کرد، زیرا تنها برهم‌کنشهای ضعیف‌اندکه حالاتی با شگفتیهای متفاوت را به‌هم مربوط می‌سازند، که درآنها هم پاریته پایسته نیست. به محض اینکه پاریتهٔ ذاتی به یکی از ذرات $S=1$ منتسب شد، پاریتهٔ ذاتی‌ذرات شگفت دیگر را می‌توان تعیین‌کرد. می‌توان به‌مزون K پاریتهٔ زوج منتسب کرد، در این‌صورت باریونهای دارای $S=-1$ حاوی پاریتهٔ ذاتی فرد خواهند شد. مناسبتر است طرحی را مورد استفاده قرار دادکه درآن Σ، Λ و Ξ دارای همان پاریتهٔ ذاتی‌نوکلئون بوده وکائونها دارای همان پاریتهٔ ذاتی پیونها باشند.

همیوغی بار C عبارت است از جایگزینی یك ذره توسط پاد ذرهٔ‌آن و بنابراین $|\psi_{K^\circ}|^2$ را به $|\psi_{\overline{K^\circ}}|^2$ تبدیل می‌کند

$$|C\psi_{K^\circ}|^2 = |\psi_{\overline{K^\circ}}|^2$$
$$|C\psi_{\overline{K^\circ}}|^2 = |\psi_{K^\circ}|^2$$

بنابراین

$$C\psi_{K^\circ} = \eta\psi_{\overline{K^\circ}} \qquad (۵.۳۸)$$

که درآن $|\eta|=1$ است. فاز نسبی ψ_{K° و $\psi_{\overline{K}^\circ}$ را معمولا طوری انتخاب می‌کنندکه داشته باشیم

$$CP\psi_{K^\circ} = \psi_{\overline{K^\circ}}$$
$$CP\psi_{\overline{K^\circ}} = \psi_{K^\circ} \qquad (۶.۳۸)$$

ψ_{K° و ψ_{K° ویژه حالتهای CP نیستند، ولی حالات زیر

$$\psi_{K_1^\circ} = \frac{1}{\sqrt{2}}(\psi_{K^\circ} + \psi_{\overline{K^\circ}}) \qquad (۷.۳۸)$$

$$\psi_{K_2^\circ} = \frac{1}{\sqrt{2}}(\psi_{K^\circ} - \psi_{\overline{K^\circ}}) \qquad (۸.۳۸)$$

ویژه حالتهای بهنجار شدهٔ CP هستند، زیرا

$$CP\psi_{K_1^\circ} = +\psi_{K_1^\circ} \qquad (۹.۳۸)$$

$$CP\psi_{K_2^\circ} = -\psi_{K_2^\circ} \qquad (۱۰.۳۸)$$

به‌علت پایستگی CP دربرهم‌کنشهای ضعیف، K_1° نمی‌تواند به حالاتی با $CP = -1$ و K_2° به حالاتی بـا $CP = +1$ واپاشی کند، بنابراین K_1° و K_2° مدهای واپاشی متفاوتی دارند.

به‌عنوان مثـال، حـالت دو مزون π خنثی را در چارچوب مرکز جرمشان در نظر می گیریم. چون حاصلضرب پاریته‌های ذاتی پیونهـا $+1$ است، اثر عملگر پاریته فقط تعویض دو پیون خواهد بود. ولی این تعویض بـاید تـابع موج را بدون تغییر نگه دارد، زیرا مزونهای π° بوزونهـای یکسانی هستند. بـا نوشتن تـابع موج دو پیون به‌صورت $\phi(\pi^\circ, \pi^\circ)$، خواهیم داشت

$$P\phi(\pi^\circ, \pi^\circ) = +\phi(\pi^\circ, \pi^\circ) \qquad (۱۱.۳۸)$$

به‌علاوه چون π° پاد ذرهٔ خودش است، داریم

$$CP\phi(\pi^\circ, \pi^\circ) = +\phi(\pi^\circ, \pi^\circ) \qquad (۱۲.۳۸)$$

حـال دستگاهی مرکب از یك π^+ و یك π^- را در چارچوب مرکز جرم در نظر می گیریم. بازهم اثر عملگر پاریته تعویض دو ذره خواهد بود، یعنی

$$P\phi(\pi^+, \pi^-) = +\phi(\pi^-, \pi^+) \qquad (۱۳.۳۸)$$

که چون π^+ و π^- پاد ذرهٔ یکدیگرند، نتیجه می‌شود که

$$CP\phi(\pi^+, \pi^-) = +\phi(\pi^+, \pi^-) \qquad (۱۴.۳۸)$$

چون دستگـاه دو پیونی دارای $CP = +1$ است، تنها K_1° می‌تواند به دو پیون واپاشیده شود

$$K_1^\circ \longrightarrow \pi^\circ + \pi^\circ$$

$$K_1^\circ \longrightarrow \pi^+ + \pi^-$$

K_1° دارای عمر متوسط $0{,}86 \times 10^{-10}$ ثانیه است.

K_2° با مدهای دیگری واپاشی می‌کند، از قبیل

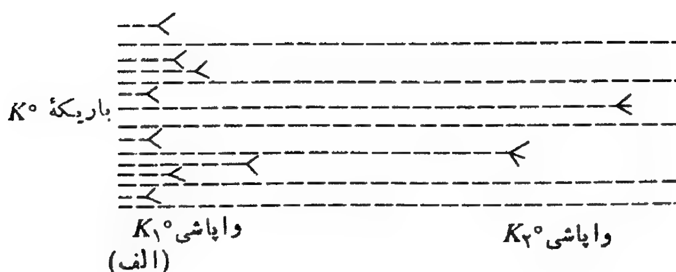
$$\begin{aligned} K_2^\circ &\longrightarrow \pi^\circ + \pi^\circ + \pi^\circ \\ &\longrightarrow \pi^+ + \pi^- + \pi^\circ \\ &\longrightarrow \pi + \mu + \nu \\ &\longrightarrow \pi + e + \nu \end{aligned} \qquad (۱۵.۳۸)$$

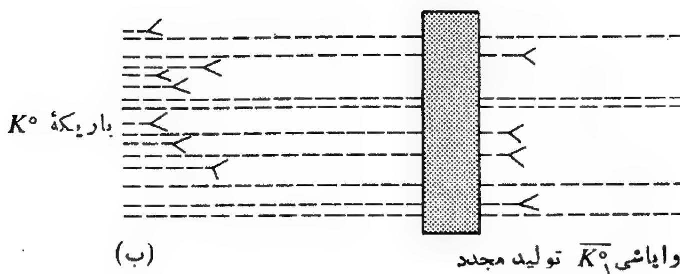
و دارای عمر متوسط 5×10^{-8} ثانیه است.

این تفاوت قابل ملاحظه در طول عمر K_1° و K_2° ما را به‌این امرهدایت می کند که K_1° و K_2° را، به جای K° و $\overline{K^\circ}$، به عنوان ذرات در نظر بگیریم. اما، کائونها ی خنثی یـا به صورت K° و یا $\overline{K^\circ}$ تولید می‌شوند، و در پی آن به صورت K_1° یا K_2° واپاشی می کنند. برای نمونه، باریکه‌ای از ذرات K° را که در واکنش (۲.۳۸) تولید می‌شود، در نظر می گیریم. از آنجا که از معادله‌های (۷.۳۸) و (۸.۳۸) داریم

$$\psi_{K^\circ}=\frac{1}{\sqrt{2}}(\psi_{K_2^\circ}+\psi_{K_1^\circ}) \qquad (۱۶.۳۸)$$

نیمی از باریکه به صورت K_1° سریعاً واپـاشی می کند، و نیمهٔ دیگر مدت بیشتری طول می کشد تا به‌صورت K_2° واپاشی کند (شکل ۱.۳۸ الف). بدین‌ترتیب، در فاصله‌ای از مسیر باریکه مزونهـای K خنثی، به‌علت واپاشی نسبتاً سریع K_1° بـه 2π، در عمل کل سهم K_1° ازباریکه ناپدید خواهد شد. پس باریکه عمدتاً متشکل از ذرات K_2° خواهد





شکل ۱.۳۸ واپاشی کائونهای خنثی

شد. ما این باریکه را باریکهٔ «مانده» خواهیم نامید. اما از معادلهٔ (۸.۳۸) می‌بینیم که اگر اجازه دهیم که باریکهٔ «مانده» برهم‌کنش قوی انجام دهد، قادر به مشاهدهٔ مزونهای K° در باریکه خواهیم بود. به‌عنوان مثال، باریکهٔ «مانده» می‌تواند برای تولید هر یك از واکنشهای معادلهٔ (۱.۳۸) مورد استفاده قرار گیرد.

اگر باریکهٔ «مانده» ازیك هدف عبور کند، قسمتهای K° و $\overline{K^\circ}$ موجود درباریکهٔ K_2° به‌علت شگفتی متفاوتشان به‌طور متفاوتی با هسته‌های هدف برهم‌کنش خواهند کرد. در نتیجه وقتی که باریکه از هدف خارج می‌شود، دامنه و فاز نسبی حالتهای K° و $\overline{K^\circ}$ موجود در باریکه تغییر خواهند کرد، و باریکه متشکل از ذراتی درحالت زیر خواهد بود

$$\psi=\alpha\psi_{K^\circ}-\beta\psi_{\overline{K^\circ}}$$

با $\alpha\neq\beta\neq\frac{1}{\sqrt{2}}$. این باریکه دیگر باریکه‌ای خالص از K_2° نخواهد بود، زیرا ذرات K_1° مجدداً توسط هدف تولید شده‌اند. در نتیجه پس از عبور باریکه از میان هدف، دوباره واپاشی به دو پیون مشاهده خواهد شد (شکل ۱.۳۸ ب).

مزونهای K خنثی را می‌توان برحسب هر دوحالت متعامدی که از برهم‌نهش خطی K° و $\overline{K^\circ}$ حاصل شود، بیان کرد. ولی این امر عموماً کار آسانی نیست. مناسبتر این است که در هنگام مطالعهٔ برهم‌کنشهای قوی، به علت پایستگی شگفتی در این برهم‌کنشها، کائون خنثی را بر حسب حالاتی با شگفتی معین، یعنی K° و $\overline{K^\circ}$، بیان کرد، و در هنگام مطالعهٔ برهم‌کنشهای ضعیف که در آنها CP پایسته است، کائون خنثی را برحسب حالاتی با CP معین، یعنی K_1° و K_2°، بیان کرد.

توصیف رفتارکائونهای خنثی از یك طرف برحسب K° و $\overline{K^\circ}$ و از طرف دیگر برحسب K_1° و K_2°، شباهت نزدیکی باتوصیف نور دارد. می‌دانیم که نور را می‌توان از یك طرف به‌صورت نور باقطبش دایره‌ای راستگرد وچپگرد، و از طرف دیگر باقطبش صفحه‌ای توصیف کرد. نور با قطبش صفحه‌ای را می‌توان به‌صورت برهم‌نهش خطی نور باقطبش‌دایره‌ای راستگرد و چپگرد بیان کرد. باریکه‌ای ازنور باقطبش دایره‌ای راستگرد را درنظر بگیرید که درامتداد حرکتش درجهت z به‌صافی برخورد می‌کند که‌فقط نوری با قطبش صفحه‌ای درجهت x را عبورمی‌دهد. حال اگر این‌نور باقطبیدگی صفحه‌ای ازمیان صافی دومی باخواص‌انتقالی متفاوت برای نور قطبی دایره‌ای راستگرد وچپگرد عبور کند، باریکهٔ نهایی نور دیگر فقط قطبش صفحه‌ای درجهت x نخواهد داشت، بلکه مؤلفه‌ای با قطبیدگی صفحه‌ای در جهت y هم خواهد داشت که توسط صافی دوم به همان شیوهٔ بازآفرینی مزونهای K_1° باز تولید شده است.

۳۹. ناپایستگی CP

دربخش قبلی دیدیم که با فرض پایسته بودن CP در برهم‌کنشهای ضعیف، یك باریکه از

مزونهای K° شامل مؤلفه‌ای با عمر کوتاه $K_1^{\circ} \longrightarrow \pi+\pi$ و مؤلفه‌ای با عمر طولانی $K_2^{\circ} \rightarrow \pi+\pi+\pi$ خواهد بود. بنابراین در فاصلهٔ قابل توجهی از منبع مزونهای خنثی، که خیلی بزرگتر از $c\tau = ۲٫۵۹$ cm باشد (τ عمر متوسط K_1° است)، واپاشی به دو پیون نباید مشاهده شود.

در سال ۱۹۶۴ کریستن‌سون، کرونین، فیتچ و نورلای در باریکه‌ای از کائونهای خنثی در فاصلهٔ ۵۷ فوتی از حمل تولیدشان، واپاشی به‌دوپیون باردار را مشاهده‌کردند. ازآنجایی‌که هیچ مزونی از نوع K_1° نمی‌توانست تا این فاصله باقی‌مانده باشد، آنها واپاشی زیر را مشاهده کرده بودند

$$K_2^{\circ} \longrightarrow \pi^{+}+\pi^{-} \qquad (۱.۳۹)$$

ازآنجایی‌که K°_2 دارای $CP=-۱$ است، که دربخش قبلی مورد بحث قرار گرفت، و دستگاه دو پیونی دارای $CP=+۱$ است، آنها ناپایستگی CP رامشاهده‌کرده بودند و بدین ترتیب معلوم شد که برهم‌کنشهای ضعیف تحت عمل ترکیبی وارونی فضایی و همیوغی ناوردا نیستند.

آرایش دستگاه‌آشکارساز این‌آزمایش در شکل ۱.۳۹ نموده شده است. در این آزمایش با استفاده از اتاقکهای جرقه‌ای که در انطباق با شمارگرهای چرنکوف روشن می‌شدند، واپاشی یك باریکه K_2° درگاز هلیوم را مورد مشاهده قرار دادند. در این آزمایش دو ذرهٔ باردار همفرود مشاهده شدند و تکانهٔ‌آنها اندازه‌گیری شد. با فرض اینکه ذرات مشاهده شده مزون π باشند، جرم ناوردای M^* را محاسبه‌کردند

$$M^* = c^{-2}[(E_1+E_2)^2 - c^2(\mathbf{p}_1+\mathbf{p}_2)^2]^{\frac{1}{2}} \qquad (۲.۳۹)$$

که درآن از رابطهٔ زیر استفاده می‌شود

$$E_i = (c^2 p_i^2 + M_\pi^2 c^4)^{\frac{1}{2}} \qquad (۳.۳۹)$$

اگر واپاشی فقط به دوپیون صورت گیرد، M^* متناظر با جرم سکون ذره درحال واپاشی خواهد بود. برای واپاشی به دو پیون، معادلهٔ (۱.۳۹)، داریم

$$M^* = M_K = ۴۹۸ \text{ MeV} \qquad (۴.۳۹)$$

برای واپاشی به سه‌پیون

$$K_2^{\circ} \longrightarrow \pi^{+}+\pi^{-}+\pi^{\circ} \qquad (۵.۳۹)$$

تنها ذرات باردار مشاهده می‌شوند، و داریم

$$۲۸۰ \text{ MeV} < M^* < ۳۶۳ \text{ MeV} \qquad (۶.۳۹)$$

که نمی‌تواند با واپاشی معادلهٔ (۱.۳۹) اشتباه شود. برای واپاشی

$$K_2^{\circ} \longrightarrow \pi + \mu + \nu \qquad (۷.۳۹)$$

داریم

$$۲۸۰ \text{ MeV} < M^* < ۵۱۶ \text{ MeV} \qquad (۸.۳۹)$$

و برای واپاشی

$$K_2^{\circ} \longrightarrow \pi + e + \nu \qquad (۹.۳۹)$$

داریم

$$۲۸۰ \text{ MeV} < M^* < ۵۳۶ \text{ MeV} \qquad (۱۰.۳۹)$$

برای هر دو واکنش (۷.۳۹) و (۹.۳۹)، M^* به‌آرامی در ناحیهٔ داده شده تغییرخواهد کرد، و دلیلی‌وجودنداردکه دراین‌واپاشیها مقدار M^* درنزدیکی ۴۹۸ مگاالکترون‌ولت قله‌ای داشته‌باشد.

در این‌آزمایش زاویهٔ θ بین جهت باریکهٔ K_2° و بردار حاصل جمع تکانه‌های دو ذرهٔ مشاهده شده هم تعیین شد. برای واپاشیهای دوجسمی باید این زاویه صفر باشد، و برای واپاشیهای سه جسمی غالباً صفر نیست. نتایج اندازه‌گیری نشان می‌دادکه برای رویدادهایی با $M^* \simeq M_K$ ، زاویهٔ θ نزدیك به‌صفر است.

مشاهدات با فرض واپاشی K_2° به دو مزون π سازگار بودند.

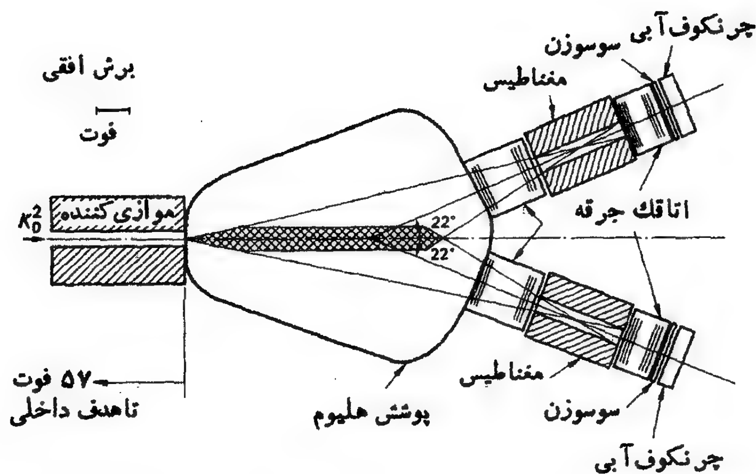
واکنش امکان پذیر زیر

$$K_2 \longrightarrow \pi^+ + \pi^- + \gamma \qquad (۱۱.۳۹)$$

فقط در صورتی می‌توانست نتایج مشاهده شده را ایجادکندکه سهم انرژی پرتو γ از انرژی جنبشی موجود در فرایندکه‌به ۲۰۹ مگاالکترون ولت می‌رسید، محدود به مقادیری کمتر از ۱ مگا الکترون ولت می‌شد.

از ۲۲۷۰۰ نمونه واپاشی K_2° ، تعداد ۴۵ ± ۹ نمونه واپاشی به‌صورت $K_2^{\circ} \longrightarrow \pi^+ + \pi^-$ تشخیص داده شد. این عدد خیلی بزرگتر ازآن بودکه بتوانند بر اساس بازآفرینی K_1° درگاز هلیوم یا بازآفرینی‌آن در جای دیگر، توضیح دهند. دستگاه را از طریق مشاهدهٔ واپاشیهای $K_1^{\circ} \longrightarrow ۲\pi$ که در آن مزونهای K_1° با قراردادن یك هدف تنگستن در مسیر باریکه ایجاد شده بودند، درجه‌بندی‌کرده بودند.

ازآن زمان تا کنون آزمایشهای متعددی توسط چندین گروه بر روی واپاشی $K_2^{\circ} \longrightarrow \pi^+ + \pi^-$ صورت گرفته‌است، که به همان نتایج رسیده‌اند. پیشنهادهای گوناگونی به‌منظور نجات ناوردایی CP ارائه شده‌اند، ولی هیچیك از آنها با نتایج آزمایشی سازگار نبوده‌اند، و بنابراین باید این نتیجه را بپذیریم‌که CP پایسته نیست. به‌این ترتیب باید براساس قضیهٔ CPT بپذیریم که ناوردایی تحت وارونی زمان، T، نیز برقرار نیست.



شکل ۱۰۳۹ تصویر برش افقی آدایش آشکارساز کریستن‌سون و همکاران (۱۹۶۴). حجمی که درآن واپاشیها مشاهده شده‌اند، در تصویر هاشور متقاطع خورده‌است.

ناپایستگی CP، از یك لحاظ، کمتر از ناپایستگی پاریته رضایت خاطر انسان‌را تأمین می‌کند. وقتی که ناپایستگی پاریته در برهم کنشهای ضعیف کشف شد، حداقل این دلگرمی وجود داشت که نقض آن به‌طور بیشینه صورت می‌گیرد، بدین‌معنی که تمام نوترینوها، و نه فقط چیزی مثلا حدود ۵۱ درصد آنها، راستگرد بودند، ولی ناپایستگی CP به‌مقدار کوچکی صورت می‌گیرد و CP تقریباً پایسته می‌ماند. به‌عنوان مثال، نتیجهٔ آزمایش کریستن‌سون و همکاران نسبت انشعاب زیر را به‌دست می‌دهد

$$R=(K_{۲}^{\circ} \longrightarrow \pi^{+}+\pi^{-})/(K_{۲}^{\circ} \longrightarrow \text{تمام مدهای باردار})$$
$$=(۲٫۰ \pm ۰٫۴) \times ۱۰^{-۳}$$

ازآنجا که در برهم کنش ضعیفی که باعث واپاشی کائون خنثی می‌شود، CP پایسته نیست، لزوماً کائون خنثای کوتاه‌ـ عمر و کائون خنثای دراز‌ـ عمر ویژه‌حالتهای CP نخواهند بود. اما مرسوم است که $K_{۱}^{\circ}$ و $K_{۲}^{\circ}$ را برای ویژه حالتهای CP، به‌صورتی که در معادلات (۷۰۳۷) و (۸۰۳۷) آمده است، استفاده کنند، و K_S و K_L را به‌ترتیب برای کائون خنثای کوتاه‌ـ عمر و کائون خنثای دراز‌ـ عمر به‌کار گیرند. با این علامتگذاری، واپاشی مشاهده شده توسط کریستن‌سون به‌صورت زیر بیان می‌شود

$$K_L \longrightarrow \pi^{+}+\pi^{-} \qquad (۱۲۰۳۹)$$

بررسی مفصلی از ناپایستگی CP و واپاشیهای کائونهای خنثی توسط کبیر (۱۹۶۸)

جدول ۱.۳۹ نتایج تجربی مربوط به‌نقض CP درواپاشی کائون خنثی.

$\eta_{+-}=(۱٫۹۶\pm ۰٫۰۳)\times ۱۰^{-۳}\exp[i(۴۳\pm ۳)^\circ]$
$\eta_{\circ\circ}=(۲٫۰۹\pm ۰٫۱۲)\times ۱۰^{-۳}\exp[i(۴۳\pm ۱۹)^\circ]$

ارائه شده است. وضعیت فعلی ناپایستگی CP توسط استاین برگر (۱۹۶۹) مرور شده است.

علاوه بر واپاشی (۱۲.۳۹)، واپاشی زیر

$$K_L \longrightarrow \pi^\circ+\pi^\circ \tag{۱۳.۳۹}$$

نیز اندازه‌گیری شده است. نتایج اندازه‌گیریها توسط پارامترهای زیر داده می‌شوند

$$\eta_{+-}=\frac{\text{دامنه}(K_L \longrightarrow \pi^+ +\pi^-)}{\text{دامنه}(K_S \longrightarrow \pi^+ +\pi^-)} \tag{۱۴.۳۹}$$

$$\eta_{\circ\circ}=\frac{\text{دامنه}(K_L \longrightarrow \pi^\circ +\pi^\circ)}{\text{دامنه}(K_S \longrightarrow \pi^\circ +\pi^\circ)} \tag{۱۵.۳۹}$$

این نتایج در جدول ۱.۳۹ نموده شده‌اند. توجه‌کنید که معادلات (۱۴.۳۹) و (۱۵.۳۹) نسبت دامنه‌هـای مکانیك‌کوانتومی را می‌دهند، ولی نسبت تعداد حوادث یا نسبت احتمال توسط $|\eta_{+-}|^۲$ و $|\eta_{\circ\circ}|^۲$ داده می‌شود.

نقض CP در واپاشیهای زیر هم مشاهده شده است

$$K_L \longrightarrow \pi^+ +\mu^- +\bar{\nu}_\mu \tag{۱۶.۳۹}$$

$$K_L \longrightarrow \pi^- +\mu^+ +\nu_\mu \tag{۱۷.۳۹}$$

$$K_L \longrightarrow \pi^+ +e^- +\bar{\nu}_e \tag{۱۸.۳۹}$$

$$K_L \longrightarrow \pi^- +e^+ +\nu_e \tag{۱۹.۳۹}$$

که درآنها اندکی‌هم نامتقارنی بار مشاهده می‌شود، یعنی تعداد واپاشیهای (۱۶.۳۹) و (۱۷.۳۹) و، به‌همین نحو، تعداد واپاشیهای (۱۸.۳۹) و (۱۹.۳۹) یکسان نیست.

تمرین

۱. برای واپاشیهای زیر، تمام حـالات ممکن بار الکتریکی برای ذرات واپـاشیده و

همچنین نوع نوترینو ، یعنی ν_μ ، $\bar{\nu}_\mu$ ، ν_e و $\bar{\nu}_e$ را مشخص کنید. اسپین هر ذره را معین کرده و بیان کنید که ذره بوزون و یا فرمیون است. در هر واپاشی انرژی آزاد شده (Q) را محاسبه کنید

(الف) $K_S^\circ \longrightarrow \pi+\pi$ (ب) $K_L^\circ \longrightarrow \pi+\pi+\pi$

(ج) $K_L^\circ \longrightarrow \pi+\mu+\nu$ (د) $K_L^\circ \longrightarrow \pi+e+\nu$

۴. در باریکه‌ای از کائونهای خنثی با انرژی ۱۰ جیگاالکترون‌ولت و درفاصلهٔ ۲۰متری از محل تولید ، نسبت K_S به K_L را پیدا کنید.

مراجع

Christenson, J. H., J. W. Cronin, V. L. Fitch and R. Turlay, *Phys. Rev. Lett*, **13** (1964) 138.

Kabir, P. K., *The CP Puzzle: Strange Decays of the Neutral Kaon*, 1968. Academic Press, London and New York.

Roos, M., C. Bricman, A. Barbaro-Galtieri, L. R. Price, A. Rittenberg, A. H. Rosenfeld, N. Barash-Schmidt, P. Söding, C. Y. Chien, C. G. Wohl, T. Lasinski, *Phys. Lett*, **33B** (1970) 1.

Steinberger, J., *Comments on Nuclear and Particle Physics* 3 (1969) 73; *Proceedings of the Lund International Conference on Elementary Particles, 1969*.

۱۰

تشدید

۴۰. مقدمه

در بخش ۲۴ دیدیم که عمر طولانی ذرات شگفت توسط پایستگی شگفتی توضیح داده می‌شود. ذرات‌شگفت ازطریق برهم کنشهای‌قوی تولید ومتعاقباً ازطریق برهم کنشهای ضعیف واپاشیده‌می‌شوند. دربارهٔذراتی که‌ازطریق برهم کنشهای‌قوی‌واپاشیده می‌شوند،چه می‌توان گفت؟ موجودیت چنین ذراتی‌بسیار گذراست، و دارای‌عمری‌متناظر با زمان‌لازم‌برای اینکه ذرهٔ سریعی بتواندفاصله‌ای درحدود برد نیروهای هسته‌ای را طی‌کند، یعنی $\tau \simeq 10^{-23}$ ثانیه، هستند. بنابراین ذراتی که به‌طورقوی واپاشیده می‌شوند، نمی‌توانند برای برجای‌گذاشتن ردهایی از خود در اتاقك ابر یا اتاقك حباب فاصله‌ای‌کافی طی‌کنند، و همچنین نمی‌توانند به هیچ طریق دیگری مستقیماً مشاهده شوند.

ازآنجایی که ذراتی که به‌صورت‌قوی واپاشیده می‌شوند دارای چنین‌هستی کوتاهی هستند، در ذره نامیدن‌آنها شك است. ولی فیزیکدانها گسترش استفاده از کلمهٔ «ذره» را، به‌طوری‌که چنین ذراتی را هم شامل شود، مناسب یافته‌اند، البته با در نظر داشتن این باورعامیانه‌که می گوید «وقتی من کلمه‌ای را به‌کار می‌برم،آن کلمه فقط همان معنایی را می‌دهد که من می‌خواهم-نه بیشتر ونه‌کمتر» (کارول، ۱۸۷۲).

اگرچه ذرات واپاشندهٔ قوی نمی‌توانند به‌طور مستقیم مشاهده شوند، ولی اثرات به سهولت قابل مشاهده‌ای را از خود برجای می گذارند. به‌عنوان مثال ذره‌ای راکه به‌صورت زیر واپاشیده می‌شود، در نظر بگیرید

$$A \longrightarrow B + C \qquad (۱.۴۰)$$

در پراکندگی B توسط C ذرهٔ A به‌صورت تشدید ظاهر خواهد شد



$$B+C \longrightarrow A \longrightarrow B+C \qquad (۲.۴۰)$$

این‌موضوع درشکل ۱.۴۰ نموده شده‌است. تشدیدهای مشابهی در فیزیك اتمی و فیزیك هسته‌ای رخ می‌دهند [برای نمونه به ایزبرگ (۱۹۶۱) رجوع کنید]. مطابق اصل عدم قطعیت هایزنبرگ

$$\Delta E \Delta t \sim \hbar \qquad (۳.۴۰)$$

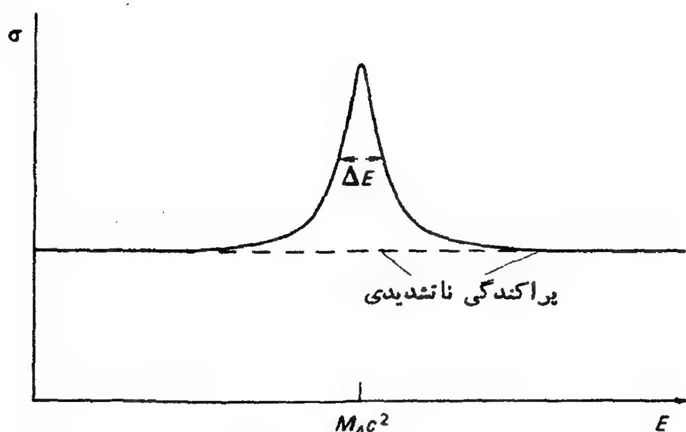
که درآن Δt عمر و ΔE پهنای تشدید است. ΔE، همان‌گونه‌که درشکل ۱.۴۰ نموده شده، پهنای تشدید در نصف ارتفاع است.

تشدید پراکندگی شبیه تشدید نوسانگر کلاسیك است (پیوست ه). تغییرات مقطع پراکندگی تشدیدی بر حسب انرژی دارای همان شکل تغییرات دامنهٔ یك نوسانگر برحسب بسامد است. مقطع پراکندگی تشدیدی با فرمول برایت ـ ویگنر داده می‌شود.

$$\sigma_{\text{تشدید}} = \frac{\text{ثابت}}{(E-E_0)^2+\Gamma^2/4} \qquad (۴.۴۰)$$

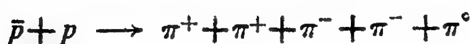
که درآن $E_0 = M_A c^2$ و Γ پهنا، یعنی $\Gamma = \Delta E$، است (هالیدی، ۱۹۵۰).

وضعیتی‌که بـا معادلهٔ (۴.۴۰) و شکل ۱.۴۰ توصیف شده است، به‌طور ملموسی ساده شده است. مشاهدهٔ تشدید پراکندگی معمولا به خاطرحضور تشدیدهای دیگر نزدیك به‌آن و به خـاطر تداخل بـا پراکندگی غیر تشدیدی پیچیده می‌شود. تشدید پراکندگی پیون ـ نوکلئون را در بخش ۴۱ مورد بحث قرار خواهیم داد.



شکل ۱.۴۰ تشدید برای پراکندگی $B+C \longrightarrow A \longrightarrow B+C$
E انرژی‌کل درچارچوب مرکز جرم است.

وجود ذرات واپاشندهٔ قوی یا تشدید را می‌توان همچنین از تحلیل همبستگیهای انرژی-تکانه در محصولات واپاشی یك واکنش استنتاج کرد. به عنوان مثال واکنش زیر را در نظر بگیرید



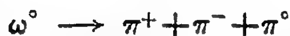
$$\bar{p}+p \longrightarrow \pi^{+}+\pi^{+}+\pi^{-}+\pi^{-}+\pi^{\circ}$$

از همبستگیهای انرژی-تکانه می‌توان استنباط کرد که این واکنش بعضی اوقات از طریق تشکیل یك ذرهٔ میانی به نام ω°، یعنی از طریق



$$p+\bar{p} \longrightarrow \omega^{\circ}+\pi^{+}+\pi^{-}$$

و به دنبال آن واپاشی زیر



$$\omega^{\circ} \longrightarrow \pi^{+}+\pi^{-}+\pi^{\circ}$$

صورت می گیرد. این روش مشاهدهٔ تشدید دربخش ۴۲ مورد بحث بیشتری قرار خواهد گرفت.

۴۱. تشدید در پراکندگی پیون-نوکلئون

تشدیدها به‌وضوح در مقطع کل پراکندگی پیونها توسط پروتونها، همچنان که درشکلهای ۱.۴۱، ۲.۴۱ و ۳.۴۱، نموده شده‌اند، قابل مشاهده‌اند. مقطع کل با اندازه گیری میزان تضعیف باریکهٔ پیونی در عبور از هدف هیدروژنی به‌دست می‌آید. برای تشدیدهای حاوی ایزوسپین $I=۳/۲$، علامت Δ به‌کار گرفته می‌شود و برای تشدیدهایی با ایزوسپین نوکلئونها $I=۱/۲$، علامت نوکلئونی N مورد استفاده قرار می گیرد. در بعضی از کتابها و مقالات تشدیدهای با $I=۳/۲$ و $I=۱/۲$ را به ترتیب با علامتهای $N_{۳/۲}$ و $N_{۱/۲}$ نشان می‌دهند.

تشدیدها را عموماً با علامت مربوطه Δ یا N و با جرم برحسب مگاالکترون‌ولت مشخص می‌سازند، مانند $\Delta(۱۲۳۶)$ و $N(۱۵۲۰)$.

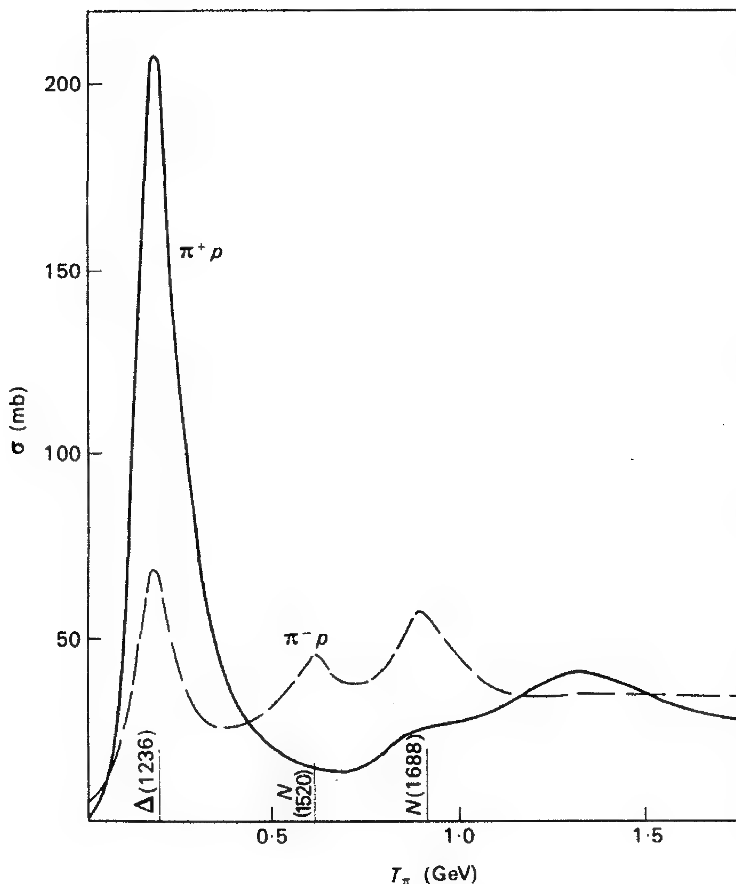
دستگاه $\pi^{+}+p$ دارای $I_{۳}=۳/۲$ است و بنا براین حاوی $I=۳/۲$ خواهد شد. دستگاه $\pi^{-}+p$ دارای $I_{۳}=۱/۲$ است، و بنا بر این بخشی ازآن دارای حالت $I=۳/۲$ و بخش دیگری ازآن دارای حالت $I=۱/۲$ است. بنا براین تشدیدهایی که برای $\pi^{+}p$ بوقوع می‌پیوندد دارای $I=۳/۲$ هستند و برای $\pi^{-}p$ هم رخ می‌دهند. تشدیدهایی که برای $\pi^{-}p$ رخ می‌دهند ولی برای $\pi^{+}p$ رخ نمی‌دهند، دارای $I=۱/۲$ هستند. تشدیدها را می‌توان در بررسی مقطعهای کل برای حالتهای ایزوسپینی خالص با وضوح بیشتری مشاهده کرد. البته مقطع $I=۳/۲$ همان مقطع کل $\pi^{+}p$ است. مقطع $I=۱/۲$ توسط رابطهٔ زیر

$$\sigma_{\frac{۱}{۲}}=\frac{۳}{۲}\sigma^{-}_{\text{کل}}-\frac{۱}{۲}\sigma^{+}_{\text{کل}} \qquad (۱.۴۱)$$

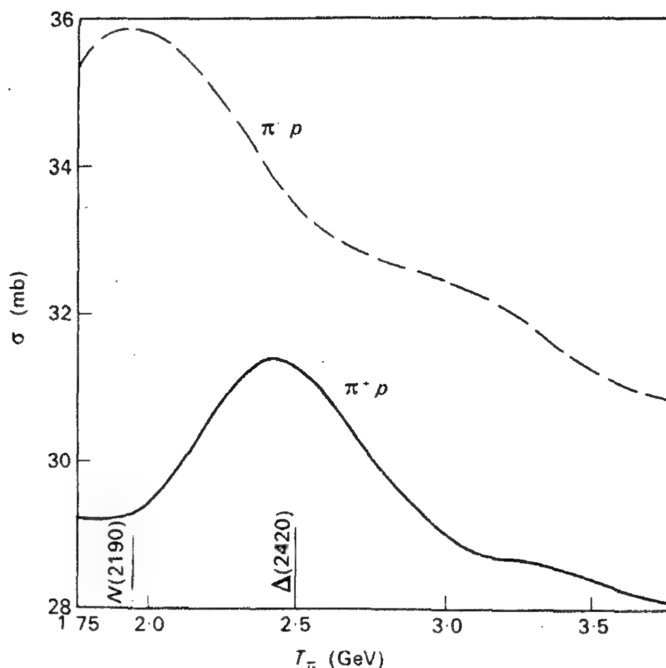
داده می‌شود، که در آن $\sigma^{-}_{کل}$ و $\sigma^{+}_{کل}$ به‌ترتیب مقطع کل برای $\pi^{-}p$ و $\pi^{+}p$ هستند (تمرین ۴). مقطع کل پیون ـ نوکلئون برای دوحالت ایزوسپینی درشکل ۴.۴۱ نموده شده‌است. مقطع کل با $I=1/2$ برای انرژیهای بالاتر با جزئیات بیشتری در شکل ۵.۴۱ نموده شده است.

مقطع کل را می‌توان به کمك شکلهـای برایت ـ ویگنر و زمینهٔ غیر تشدیدی مـورد تجزیه و تحلیل قرار داد و بدین‌ترتیب پهنای تشدید را به‌دست‌آورد. اما باید پذیرفت که تشدیدهای شکلهای ۲.۴۱، ۴.۴۱ و ۵.۴۱ به‌نظر نمی‌آید که زیاد شبیه منحنی برایت ـ ویگنر، که در شکل ۱.۴۰ نموده شده است، باشند.

تشدید پیون ـ نوکلئون‌را می‌توان علاوه برروش مقطع کل، با بررسی دیگر داده‌های برهم‌کنش پیون ـ نوکلئون از قبیل توزیع زاویه‌ای پیونهـای پراکنده شده و قطبیدگـی



شکل ۱.۴۱



شکل ۱۰۴۱ مقطع کل برای پراکندگی پیونها توسط پروتونها . T_π انرژی جنبشی پیون درچارچوب آزمایشگاه است. موضع تعدادی از تشدیدهای مهم مشخص و جرمشان برحسب مگاالکترون ولت داده شده است. تشدیدهای مشخص شده با N دارای ایزوسپین $I=۱/۲$ و تشدیدهای مشخص شده با Δ دارای $I=۳/۲$ هستند. منحنیها از اطلاعات گردآوری شده توسط بارشنکوف (۱۹۶۸) اقتباس شده است . (قسمت اول منحنیها درصفحهٔ قبل)

پروتون پس زده به نحو مؤثری مورد مطالعه قرار داد. از بررسی مفصل برخورد پیونها با پروتونها توانسته‌اند تعدادی از تشدیدها را، که در مقطع کل آشکار نیستند، کشف کنند و اسپین و پاریتهٔ تعدادی از تشدیدها را به‌دست‌آورند. برخی از نتایج تجربی توزیع زاویه‌ای پیونهایی که به طور کشسان توسط پروتونها پراکنده شده‌اند و همچنین واکنش تبادل بار زیر



$$\pi^- + p \longrightarrow \pi^\circ + n$$

در شکل ۶.۴۱ نموده شده است.

نتایج مربوط به برهم‌کنش پیون ـ نوکلئون رامی‌توان برحسب مقطع پیون ـ نوکلئون در حالتهای مشخصی که دارای ایزوسپین I ، تکانهٔ زاویه‌ای‌مداری l و اسپین کل J(جمع

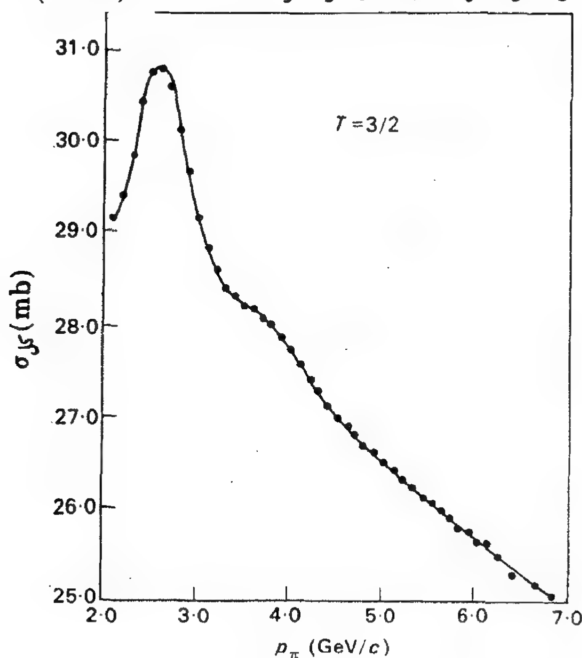
تکانهٔ زاویه‌ای مداری l و اسپین نوکلئون ۲/۱ ($J = l \pm ۱/۲$) هستند، خلاصه کرد. این حالات عموماً توسط علامت زیر مشخص می‌شوند

$$l_{۲I,\ ۲J} \quad \text{یا} \quad l۲I۲J$$

که درآن از علامتگذاری طیف‌نمایی برای l استفاده می‌شود، یعنی

$$l = ۰,\ ۱,\ ۲,\ ۳,\ ۴,\ \cdots$$
$$S \quad P \quad D \quad F \quad G$$

برای مثال حالت $D۳۵$ دارای $l = ۲$، $I = ۳/۲$ و $J = ۵/۲ = l + ۱/۲$ است. حالت یك موج تخت مربوط به پیونهای فرودی بر روی پروتونها را می‌توان بر حسب حالات $l۲I۲J$ که امواج جزئی نامیده می‌شوند، بسط داد. مقطع مربوط به حالتهای $l۲I۲J$ را مقطع امواج جزئی می‌نامند. نتایج یك تجزیه و تحلیل از مقطع امواج جزئی برای برهم‌کنش پیون ـ نوکلئون توسط بـاری‌یـر، بریکمـان و ویله (۱۹۶۸) در شکل ۷۰۴۱

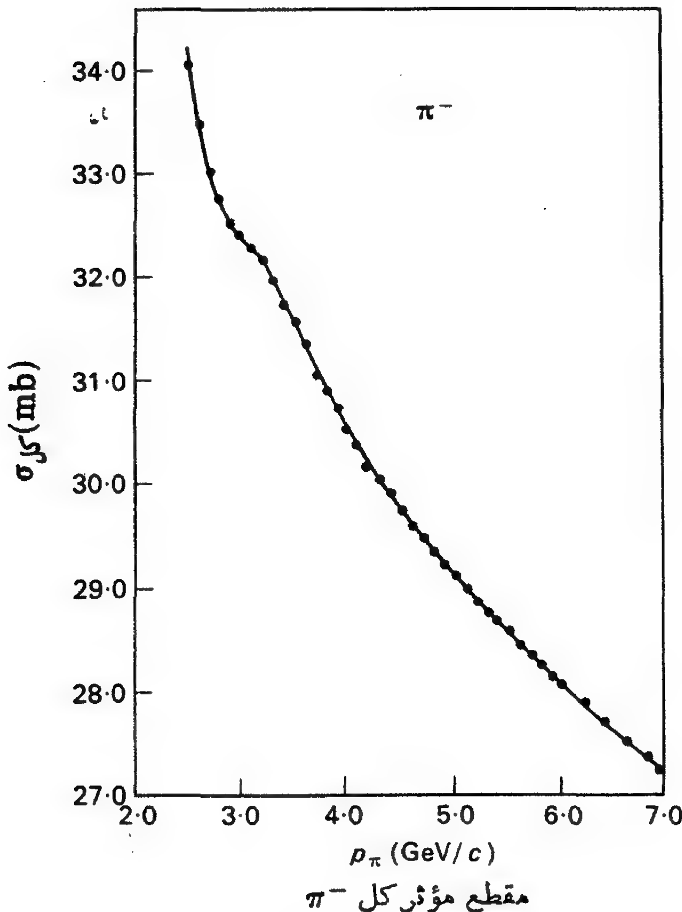


مقطع مؤثر کل π^+

شکل ۷۰۴۱ مقطع کل π^+p. تشدیدهای $\Delta(۲۴۲۰)$ و $\Delta(۲۸۵۰)$ به‌ترتیب در $p_\pi = ۲٫۶۵\ \text{GeV}/c$ و $p_\pi = ۳٫۸۴\ \text{GeV/c}$ دیده می‌شوند. p_π تکانهٔ پیون فرودی در چارچوب آزمایشگاه است (تمرین ۲).

نموده شده است. همان موج جزئی که درآن تشدید رخ می‌دهد، پاریته و اسپین تشدید را تعیین می کند. اسپین برابر J و پاریته برابر $(-1)^l$ است. تشدیدها در منحنیهای مقطع امواج جزئی درشکل ۷.۴۱ نسبت به منحنیهای مقطع کل درشکل ۴.۴۱، با وضوح بیشتری از هم تمیز داده می‌شوند.

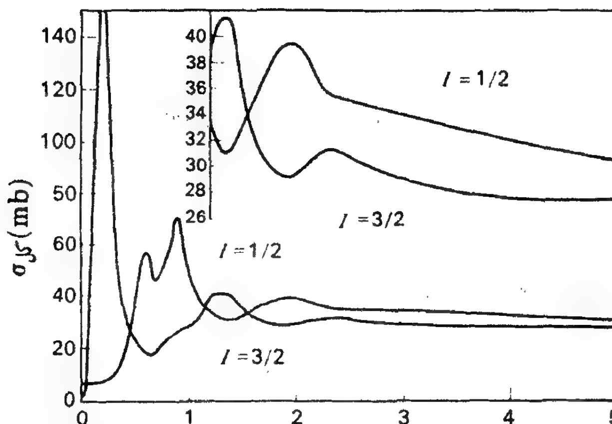
سنس (۱۹۶۹) توضیحی مفصل و خواندنی از برهم‌کنش پیون ـ نوکلئون ارائه کرده است. تعدادی از تشدیدهای پیون ـ نوکلئون در جدول ۱.۴۱ فهرست شده اند. فهرست کاملی از تشدیدهای نقد شده در مجلهٔ ***Review of Particle Properties*** دیده می‌شود. این مجله تقریباً هرسال یکبار آخرین اطلاعات مربوط به‌خواص لپتونها، مزونهاوباریونهارا که توسط گروه داده‌های ذرات‌بنیادی گردآوری می‌شود، منتشرمی کند.



شکل ۳.۴۱ مقطع کل $\pi^- p$.

جدول ۱۰۴۱ تشدیدهای پیون - نوکلئون.

	I	J^P		جرم (MeV)	پهنا، Γ (MeV)
N(۱۴۷۰)	۱/۲	۱+/۲	P۱۱	۱۴۳۵–۱۵۰۵	۱۶۵–۴۰۰
N(۱۵۲۰)	۱/۲	۳−/۲	D۱۳	۱۵۱۰–۱۵۴۰	۱۰۵–۱۵۰
N(۱۵۳۵)	۱/۲	۱−/۲	S۱۱	۱۵۰۰–۱۶۰۰	۵۰–۱۶۰
N(۱۶۷۰)	۱/۲	۵−/۲	D۱۵	۱۶۵۵–۱۶۸۰	۱۰۵–۱۷۵
N(۱۶۸۸)	۱/۲	۵+/۲	F۱۵	۱۶۸۰–۱۶۹۲	۱۰۵–۱۸۰
N(۱۷۰۰)	۱/۲	۱−/۲	S۱۱	۱۶۶۵–۱۷۶۵	۱۰۰–۴۰۰
N(۲۱۹۰)	۱/۲	۷−/۲	G۱۷	۲۰۰۰–۲۲۶۰	۲۷۰–۳۲۵
N(۲۶۵۰)	۱/۲	–		۲۶۵۰	۳۶۰
N(۳۰۳۰)	۱/۲	؟		۳۰۳۰	۴۰۰
Δ(۱۲۳۶)	۳/۲	۳+/۲	P۳۳	۱۲۳۰–۱۲۳۶	۱۱۰–۱۲۲
Δ(۱۶۵۰)	۳/۲	۱−/۲	S۳۱	۱۶۱۵–۱۶۹۵	۱۳۰–۲۰۰
Δ(۱۹۵۰)	۳/۲	۷+/۲	F۳۷	۱۹۳۰–۱۹۸۰	۱۴۰–۲۲۰
Δ(۲۴۲۰)	۳/۲	۱۱+/۲		۲۳۲۰–۲۴۵۰	۲۷۰–۳۵۰
Δ(۲۸۵۰)	۳/۲	؟+		۲۸۵۰	۴۰۰
Δ(۳۲۳۰)	۳/۲	؟		۳۲۳۰	۴۴۰

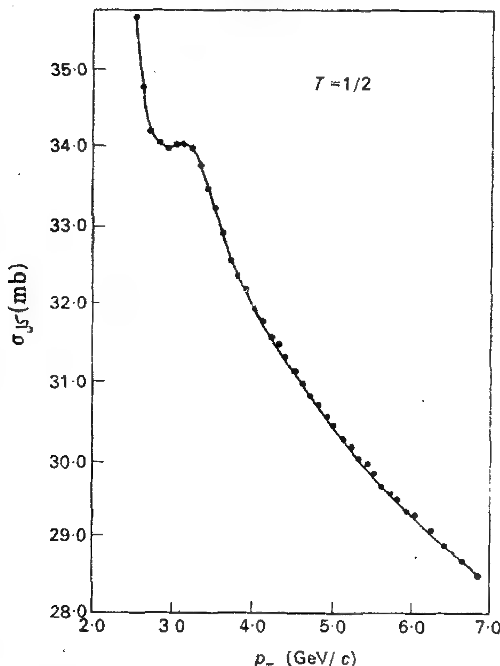


شکل ۴۰۴۱ مقطع کل پیون ـ نوکلئون در دوحالت ایزوسپین. مقطع برای پیونهایی با انرژی جنبشی بزرگتر از ۱/۲ بیلیون الکترون ولت نیز درحالی که ده برابر شده است، نموده شده است. تشدیدهای زیردر مقادیر مشخص شدهٔ انرژی جنبشی پیون T_π، دیده می‌شوند.

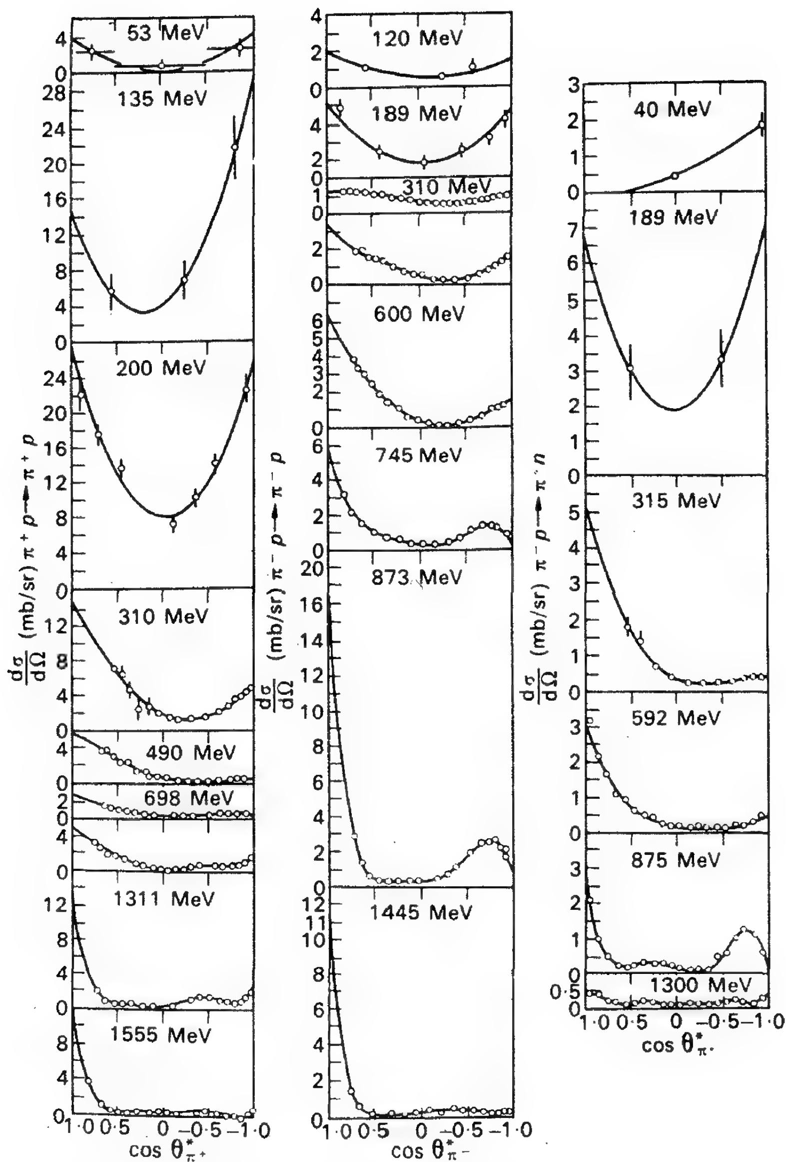
$N(۱۵۲۰) T_\pi =$ ۶۱ر۰ BeV؛ $N(۱۶۸۸) T_\pi =$ ۹۰ر۰ BeV؛

$N(۲۱۹۰) T_\pi =$ ۹۴ر۱ BeV؛ $\Delta(۱۲۳۶) T_\pi =$ ۲۰ر۰ BeV؛

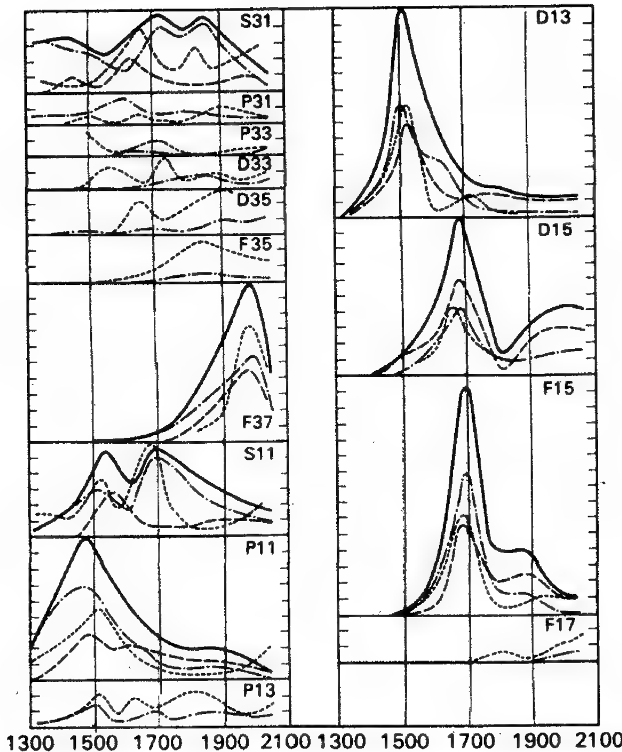
$\Delta(۱۹۵۰) T_\pi =$ ۴۱ر۱ BeV؛ $\Delta(۲۴۲۰) T_\pi =$ ۴ر۲ BeV



شکل ۵۰۴۱ مقطع کل در حالت ایزوسپین ۱/۲. تشدید $N(۲۶۵۰)$ در تکانهٔ $p_\pi =$ ۲۶ر۳ GeV/c دیده می‌شود. p_π تکانهٔ فرودی پیون درچارچوب آزمایشگاه است. (دقت کنید که در شکل علامت T به جای ایزوسپین به‌کار گرفته شده است.)



شکل ۶.۴۱ مقطع جزئی درانرژیهای انتخابی‌برای $\pi^\pm p \longrightarrow \pi^\pm p$ و $\pi^- p \longrightarrow \pi^\circ n$



شکل ۷.۴۱ مقطعهـای مـوج جزئی. منحنیهـای پر برای σ_{tot}، منحنیهای نقطه ـ خط برای σ_{el} ، منحنیهـای خط چین برای σ_{inel}. محور افقی معرف انرژی‌کل در چارچوب مرکز جرم و برحسب مگاالکترون ولت‌است. این شکل را بایدبا شکل ۴.۴۱ مقـایسه‌کرد. چند تشدید اضافی در ایـن شکل دیده می‌شوند.

۴۲. آشکارسازی ذرات تشدیدی توسط همبستگی انرژی ـ تکانه

ردهٔ تشدیدهـای مشاهده شدنی درآزمـایشهای پراکندگی خیلی محدود است. بـه‌عنوان نمونه، تشدیدهـایی راکه ممکن است در پراکندگی پیونهـا توسط ذرات Λ رخ دهند، نمی‌توان مستقیمـاً در پراکندگی $\pi\Lambda$ مشاهده‌کرد، زیراکه هیچ هـدفی که از ذرات Λ ساخته شده باشد ،نداریم. اما چنین تشدیدهایی را می‌توان توسط روشهای دیگر، ازجمله با به‌کارگیری همبستگیهای بین‌انرژی وتکانهٔ ذرات‌صادرشده‌پس از واکنش، آشکارساخت.

ذرهٔ A را با امکان واپاشی به دوطریق، یکی واپاشی دو ذره‌ای

$$A \longrightarrow B+C \qquad (۱.۴۲)$$

و دیگری واپاشی سه ذره‌ای

$$A \longrightarrow B+D+E \qquad (۲.۴۲)$$

در نظر می‌گیریم، به‌طوری که تنها ذرهٔ مشاهده شده در حالت نهایی ذرهٔ B باشد.

در واپاشی دو ذره‌ای، انرژی ذرهٔ B کاملا توسط پایستگی انرژی و تکانه معین می‌شود. برای مثال در چارچوب سکون A ، انرژی جنبشی ذرهٔ B با رابطهٔ زیر داده می‌شود (به تمرین ۲ از فصل ششم رجوع کنید)

$$T_B = \frac{[(M_A - M_B)^۲ - M_C{}^۲]c^۲}{۲M_A} \qquad (۳.۴۲)$$

ازطرف دیگر در واپاشی سه جسمی، قوانین‌پایستگی انرژی وتکانه به‌طوریگانه‌ای انرژی B را معین نمی‌کنند. اگرچندین رویداد را مورد مشاهده قراردهیم، گسترهٔ انرژی B از $T_B = ۰$ تا

$$T_B = \frac{\{(M_A - M_B)^۲ - (M_D + M_E)^۲\}c^۲}{۲M_A} \qquad (۴.۴۲)$$

به‌دست خواهدآمد. توزیع T_B را برای تعدادی از واپاشیها می‌توان با نظریهٔ‌آماری تخمین زد. احتمال اینکه ذرهٔ B با انرژی خاص T_B صادر شود بستگی به مقدار فضای فاز موجود برای ترکیب ذرات B، D و E با انرژی جنبشی B برابر T_B دارد، یا به‌بیان دیگر بستگی به تعداد حالات نهایی داردکه درآنها B دارای‌آن انرژی جنبشی خاص می‌شود. (در اصطلاح اغلب چنین تخمینهایی از نظریهٔ آماری برای تعداد ذرات در انرژی خاص را با «فضای فاز» مشخص می‌سازند. به‌عنوان نمونه شکل ۱.۴۵ را ببینید.) به این طریق برای T_B توزیعی از نوع نموده شده در شکل ۱.۴۲ ب به‌دست می‌آید.

با مشاهدهٔ توزیع T_B برای تعداد زیادی واپاشی A و از مقایسهٔ‌آن با نمونه شکل ۱.۴۲ ب یا شکل ۱.۴۲ الف تعیین اینکه ذرهٔ A به دو یا سه ذره واپاشیده می‌شود، ممکن می گردد.

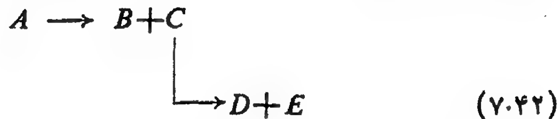
اکنون حالتی را در نظر می گیریم که

$$M_C > M_D + M_E \qquad (۵.۴۲)$$

باشد، و واپاشی زیر هم صورت می گیرد

$$C \longrightarrow D+E \qquad (۶.۴۲)$$

فرض می‌کنیم که C یك ذرهٔ تشدیدی باشد و آنچنان سریع واپاشیده شود که حضور آن را نتوان مستقیماً مشاهده کرد. در نتیجه واپاشی (۲.۴۲) می‌تواند به‌طور مستقیم و یا در دو مرحله صورت گیرد



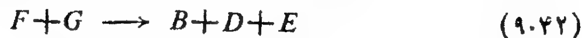
(۷.۴۲)

C به اندازهٔ کافی عمر نمی‌کند تا ردی از خود در اتاقك ابر برجای گذارد، ولی وجود آن را می‌توان با مشاهدهٔ تعدادی از واپاشیهای A استنباط کرد.

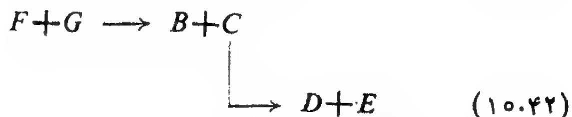
اگر واپاشی A به صورت معـادلهٔ (۷.۴۲) صورت گیرد، توزیع T_B شبیه شکل ۱.۴۲ الف نخواهد شد. اگر C عمر نامحدودی می‌داشت و از آنجا که واپاشی A یك واپاشی دوجسمی می‌شد، انرژی E_B به‌طور یگانه‌ای تعیین می‌شد. ولی C عمر محدودی دارد، بنابراین براساس اصل عدم قطعیت انرژی یاجرم سکون آن پهنای محدودی خواهد داشت و در نتیجه توزیع T_B شبیه آن خواهد شد که در شکل ۱.۴۲ ج نموده شده است. در حالت کلی واپاشی A هم به‌طور مستقیم، آنچنان‌که توسط معـادلهٔ (۲.۴۲) داده شده، و هم به‌صورت فرایند دو مرحله‌ای، نظیر معـادلهٔ (۷.۴۲)، صورت می‌گیرد و در نتیجه توزیع T_B شبیه آنچه در شکل ۱.۴۲ د نموده شده‌است، خواهد بود. در این حـالت‌هم می‌توان با اندازه‌گیری T_B برای چندین واپاشی، وجود ذرهٔ تشدیدی C را اثبات‌کرد و جرم M_C آن را به‌دست‌آورد. چون وقتی که ذرهٔ B دارای انرژی T_B باشد، از معادلهٔ (۳.۴۲) به دست می‌آید

$$.M_C=[(M_A-M_B)^۲-۲M_AT_Bc^{-۲}]^{\frac{۱}{۲}} \qquad (۸.۴۲)$$

در عمل، آزمایش معمولی آشکارسازی تشدید کمی پیچیده‌تر از حـالت مطرح شده در بالاست، زیرا حالت اولیه تنها از یك ذره تشکیل نمی‌شود، بلکه حالتی متشکل از دو ذرهٔ F و G است، یعنی آزمایش شامل واکنشی به‌صورت زیر است

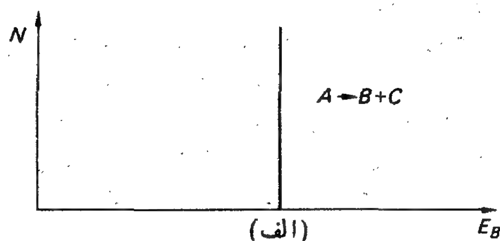


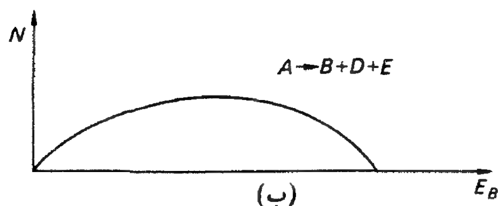
(۹.۴۲)

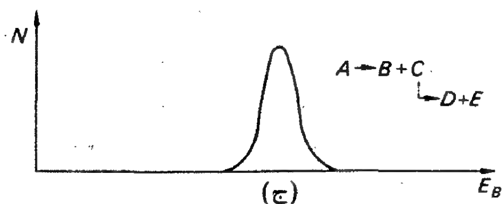


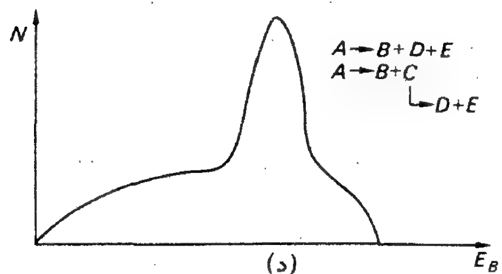
(۱۰.۴۲)

بحث بالا برای وقتی که ذرهٔ A را با حالتی از F و G بـا انرژی معین عوض‌کنیم هم صادق است، و با بررسی رویدادهایی که با فرود باریکه‌ای از ذرات F بر روی هدفی از ذرات G رخ می‌دهند، می‌توان وقوع ذرهٔ تشدیدی از قبیل C را جستجوکرد.



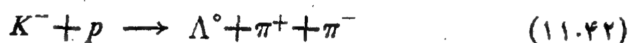






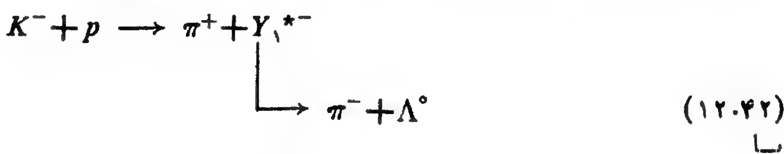
شکل ۱۰۴۲ توزیع T_B، انرژی ذرهٔ B، در واپاشی ذرهٔ A برای چند مد واپاشی امکان‌پذیر. مشاهدهٔ توزیعی از نوع نموده شده درشکلهای ج و د نشانگر وجود یک ذرهٔ تشدیدی است و تعیین جرم M_C آن را ممکن می‌سازد.

کشف تشدید Y_1^* توسط آلستون و همکاران (۱۹۶۰) نمونه‌ای از این روش است. این تشدید در واکنش زیر



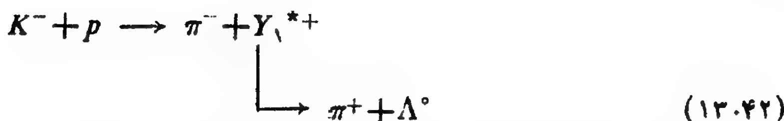
$$K^- + p \longrightarrow \Lambda^\circ + \pi^+ + \pi^- \qquad (۱۱۰۴۲)$$

توسط مزونهـای K^- با تکانهٔ ۱۵ جیگاالکترون ولت برسرعت نورتولید می‌شود. نتایج آزمـایش در شکل ۲.۴۲ نموده شده است. دو نمودار ستونی مـوجود در این شکل از نوع نمودارهای شکل ۱.۴۲ هستند که درآن تعداد رویدادها نسبت به‌انرژی جنبشی یکی از ذرات رسم شده است. منحنیهای پر رنگ پیش‌بینیهای نظریهٔ آمـاری را نشان می‌دهند و دیده می‌شود که انحراف قـابل ملاحظهٔ نتایج آزمایش از این منحنیهـا نمایشگر وجود تشدید در واکنش مزبور است. واکنش در دو مرحله صورت می‌گیرد



$$K^- + p \longrightarrow \pi^+ + Y_1^{*-}, \quad Y_1^{*-} \longrightarrow \pi^- + \Lambda^\circ \qquad (۱۲.۴۲)$$

یـا

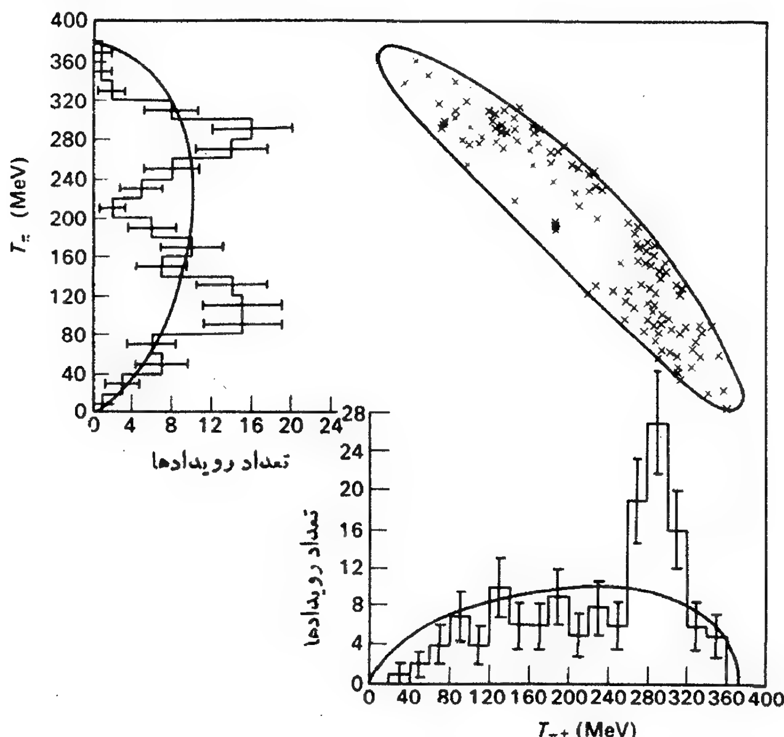


$$K^- + p \longrightarrow \pi^- + Y_1^{*+}, \quad Y_1^{*+} \longrightarrow \pi^+ + \Lambda^\circ \qquad (۱۳.۴۲)$$

در شکل ۲.۴۲ همچنین نمایش دالیتز برای واکنش مزبور نموده شده است. در نمـایش دالیتز هر رویداد توسط یك نقطه در نموداری دو بعدی نشان داده می‌شود به‌طـوری کـه محورهای این نمودار متناظر با انرژیهـای مشاهده شده در واکنش مورد نظر هستند. در این حالت، همچنان‌که در شکل ۲.۴۲ نموده شده است، محورها متناظر با انرژی جنبشی پیونهای گسیل‌شده‌اند که در چارچوب مرکزجرم سنجیده می‌شوند. نظریهٔ آماری پیش‌بینی می‌کند که برای حالت نهایی سه ذره‌ای، رویدادها در نمایش دالیتز می‌باید در نـاحیه‌ای که از نظر سینماتیکی مجاز است و مرز این‌ناحیه درشکل ۲.۴۲ نموده شده است، به‌طور یکنواخت توزیع شوند.

در شکـل ۲.۴۲ نمودارهـای ستونی مربـوط بـه π^- و π^+ در انرژی جنبشی $T_\pi = ۲۸۰\,\text{MeV}$ قله‌هایی رانشان می‌دهند که باذرهٔ تشدیدی باجرم ۱۳۸۵ مگاالکترون‌ولت متناظرند. تشدیدهـای $\pi^+\Lambda$ و $\pi^-\Lambda$ که در یك انرژی واقع می‌شوند، دو حـالت بـار متفاوت از ذره‌ای به‌نام $\Sigma(۱۳۸۵)$ هستند که درنوشته‌های‌قدیمی‌از آن به‌نام $Y_1^*(۱۳۸۵)$ یـاد می‌شود. چون این ذره به‌صورت تشدید در واکنشی قوی بـا پایستگی شگفتی دیده می‌شود، دارای شگفتی ۱ ــ است. از آنجا که این تشدید حالتهـای باری $Q = +۱$ و $Q = -۱$ دارد، مقدار ایزوسپین آن حداقل می‌بایست $I = ۱$ باشد. آزمایشهـای بعدی تأیید کرد که‌تشدید $\pi\Lambda$ (۱۳۸۵) دارای $I = ۱$ است. درابتدا تشدیدهای حاوی $S = -۱$ را به‌صورت Y^* بـا زیر نویسی که مقدار I را نشان می‌داد مشخص می‌کردند، ولـی امروزه بیشترمرسوم است که تشدیدهای با $S = -۱$، $I = ۱$ را با Σ و تشدیدهای حاوی $S = -۱$، $I = ۰$ را با Λ نشان دهند.

در نمودار ستونی مربوط به π^- قلهٔ دومی در انرژی جنبشی $T_\pi = ۱۰۰\,\text{MeV}$ وجود دارد. بررسی نمایش دالیتز نشان می‌دهد که این قلهٔ دوم عمدتاً ناشی‌از رویدادهای



شکل ۲۰۴۲ توزیع انرژی درپیون حاصل ازواکنش $K^-+p \rightarrow \Lambda+\pi^++\pi^-$. هر رویداد فقط یک‌بار درنمایش دالیتز نشان داده شده است که درصورت غلبه داشتن فضای‌فازمی‌بایست به‌طوریکنواختی‌توزیع شود. دو نمودارستونی انرژی،صرفاً تصاویر یک بعدی از نمایش دو بعدی‌اند، و هر رویدادی یک‌بار در هر نمودار ستونی نموده شده است. خطوط پر رنگ روی نمودارهای ستونی ، منحنیهای فضای‌فاز هستند.

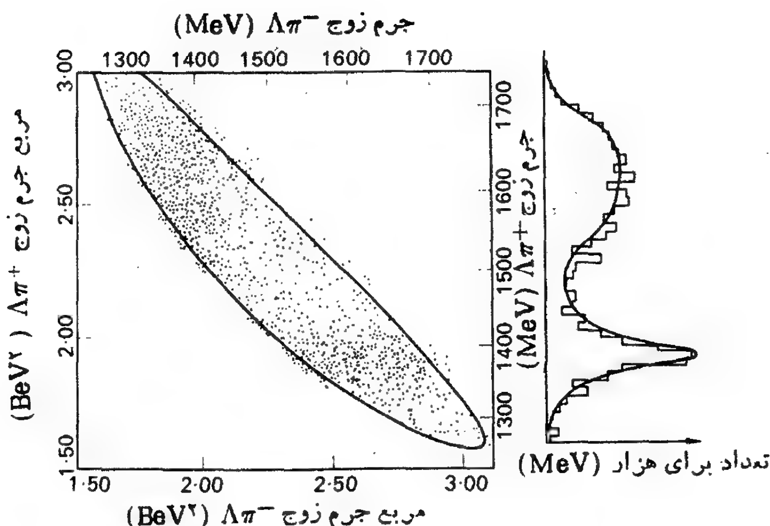
همراه بـا تشدید $\Lambda\pi^-$ است، و بدین ترتیب این قلهٔ دوم لزومـاً دلیلی بر وجود تشدید دیگر $\Lambda\pi$ نیست. وجود تشدیدها درنمایش دالیتز با وضوح خیلی بیشتری مشاهده می‌شود تا در نمودار ستونی انرژی یک ذرهٔ تنها.

به جای رسم داده‌ها برحسب انرژی جنبشی یک ذره، T_B، می‌توان ازجرم‌ناوردای، M_{DE}، ترکیب دو ذرهٔ دیگر D و E استفاده‌کرد. دو متغیر از طریق معادلهٔ (۸۰۴۲) که درآن M_C توسط M_{DE} جایگزین شده است، با هم در ارتباط اند. M_{DE} همچنین توسط رابطهٔ زیر داده می‌شود

$$M_{DE}=c^{-2}[E^2{}_{DE}-c^2\mathbf{p}^2{}_{DE}]^{\frac{1}{2}} \qquad (۱۴۰۴۲)$$

که درآن

$$E_{DE}=E_D+E_E \qquad (۱۵۰۴۲)$$



شکل۳.۴۲ نمایش‌دالیتزبرای رویداد $\Lambda\pi^+\pi^-$ دربرهم کنشهای K^-p در ۱ر۲۲ بیلیون الکترون ولت برسرعت نورمربع جرم مؤثر $\Lambda\pi^+$ برحسب مربع‌جرم‌مؤثر $\Lambda\pi^-$ نموده شده‌است. درشکل‌جرمها برحسب مگاالکترون ولت‌هم‌داده شده‌اند. تصویر رویدادهاروی محورجرم $\Lambda\pi^+$ درسمت راست شکل نموده شده است. منحنی انطباق فرمول تشدید برایت ـ ویگنر رابر دستگاههای $\Lambda\pi^+$ و $\Lambda\pi^-$ نشان می‌دهد.

$$\mathbf{p}_{DE}=\mathbf{p}_D+\mathbf{p}_E \qquad (۱۶.۴۲)$$

از آنجا که M_{DE} یك ناوردای نسبیتی است، با استفاده از معادلات (۱۴.۴۲)، (۱۵.۴۲) و (۱۶.۴۲) در هرچارچوب مقایسهٔ لختی می‌توان‌آن را به‌دست‌آورد. M_{DE} را همچنین جرم مؤثر ترکیب DE می‌نامند.

اگر رویدادهای مربوط به حالت نهایی سه ذره‌ای را دریك نمایش دالیتز برحسب مربع جرمهای ناوردای دو ترکیب دو ذره‌ای ممکن رسم کنیم، نظریهٔ‌آماری پیش‌بینی می‌کندکه چگالی رویدادها می‌باید درناحیه‌ای که‌ازنظر سینماتیك مجاز است، یکنواخت باشد. شکل ۳.۴۲ اطلاعات به‌دست‌آمده توسط شافر و همکاران (۱۹۶۳) رابرای تشدید ۱۳۸۵ مگـاالکترون‌ولت نشان می‌دهدکـه در واکنش $K^-+p\rightarrow\Lambda+\pi^++\pi^-$ مشاهده شده است. شکل ۳.۴۲ را باید با شکل ۲.۴۲ مقایسه‌کرد.

۴۳. تشدیدهای باریونی دیگر

در سال ۱۹۶۲ پجرو و همکاران و همچنین برتـانزا و همکاران تشدیـدی را در ۱۵۳۰

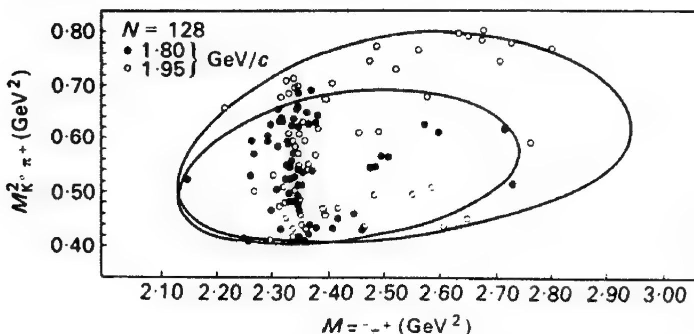
مگاالکترون‌ولت با ۲ − = S و ۱/۲ = I مشاهده کردند. در شکلهای ۱.۴۳ و ۲.۴۳ که به‌آزمایش شلین و همکاران (۱۹۶۳) مربوط است، واکنش



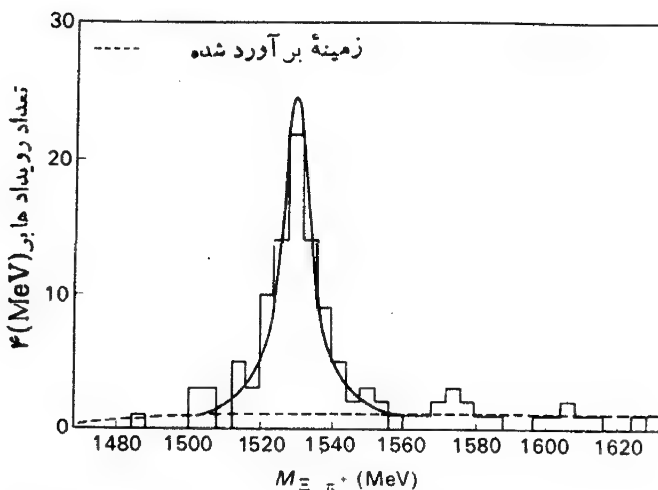
$$K^- + p \longrightarrow \Xi^- + \pi^+ + K^\circ$$

با مزونهای K^- و با تکانه‌های ۱٫۸۰ و ۱٫۹۵ جیگاالکترون‌ولت بر سرعت نور تشدید $\Xi^-\pi^+$ در ۱۵۳۰ مگاالکترون‌ولت مشخص شده است. ازآنجا که شگفتی و ایزوسپین این تشدید با مقادیر مربوط به Ξ برابر است، آن‌را Ξ (۱۵۳۰) می‌نامند.

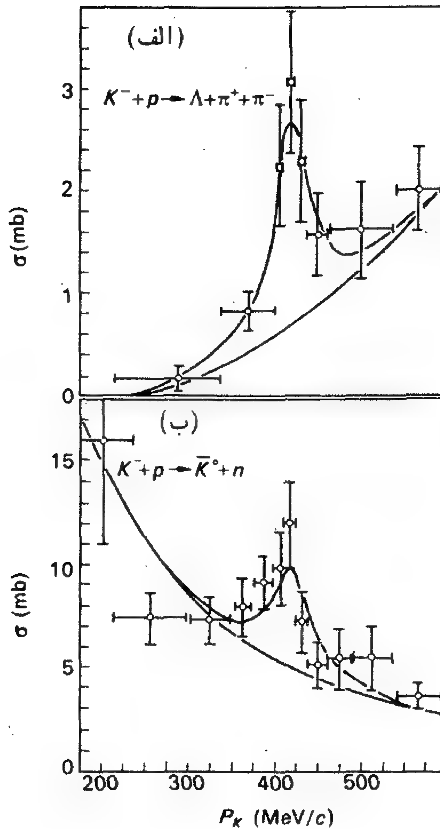
اغلب تشدیدهای هیپرونی‌را درنمودارهای دالیتزمربوط به‌حالتهای نهایی سه‌جسمی



شکل ۱.۴۳ نمایش دالیتز برای $K^- + p \rightarrow \Xi^- + \pi^+ + K^\circ$.



شکل ۲.۴۳ نمودار ستونی $M_{\Xi\pi}$ همراه با مناسبترین منحنی برایت ـ ویگنر با استفاده ازمنحنی تفکیک تجربی، مربوط به‌واکنش $K^- + p \rightarrow \Xi^- + \pi^+ + K^\circ$.



شکل ۳.۴۳ بستگی مقطع با تکانه برای واکنشهای (الف) $K^-+p \to \Lambda+\pi^++\pi^-$ و (ب) $K^-+p \to \bar{K}^\circ+n$ که تشدید متناظر با $\Lambda(1520)$ را نشان می‌دهد. منحنیهای پایین شکلهای الف و ب زمینه‌های فرضی بدون تشدید را نمایش می‌دهند، در حالی که منحنیهای بالا تشدید اضافه شدهٔ آنها را نیز شامل می‌شوند.

مشاهده کرده‌اند. ولی شکل ۳.۴۳ تشدیدی را نشان می‌دهد که به صورت قله در مقطع واکنشهای زیر مشاهده شده است (فرو ـ لوزی، ۱۹۶۲)



$$K^-+p \longrightarrow \Lambda+\pi^++\pi^-$$



$$K^-+p \longrightarrow \bar{K}^\circ+n$$

این تشدید K^-p که در ۱۵۲۰ مگاالکترون‌ولت رخ می‌دهد و دارای $S=-1$ و $I=0$ است

(۱۵۲۰)Λ نامیده می‌شود، و آن‌را (۱۵۲۰)*$Y_\circ$ هم نامیده‌اند. (۱۵۲۰)Λ در نمودار دالیتز مربوط به حالتهای نهایی سه جسمی هم دیده شده است.

تشدیدهای باریونی بیشتر از اینهاست و هر سال هم تعداد دیگری کشف می‌شوند. تعدادی از این تشدیدها در پیوست ز فهرست شده‌اند. برای فهرست کاملی از تشدیدها به جدیدترین مجلهٔ *Review of Particle Properties*، گردآوری گروه داده‌های ذرات بنیادی، مراجعه کنید (انتهای بخش ۴۱ را ببینید).

۴۴. کشف Ω^-

درمیان تشدیدهای باریونی، تشدیدهای حاوی $J^p = ۳/۲^+$ از اهمیت خاصی برخوردارند که عبارت‌اند از

$$\Delta(۱۲۳۶)\ S=\circ,\ I=\frac{۳}{۲} \quad \text{با چهار حالت باری}$$

$$\Sigma(۱۳۸۵)\ S=-۱,\ I=۱ \quad \text{با سه حالت باری}$$

$$\Xi(۱۵۳۰)\ S=-۲,\ I=\frac{۱}{۲} \quad \text{با دو حالت باری}$$

مقادیر $M_\Sigma - M_\Delta = ۱۴۹\ \text{MeV}$ و $M_\Xi - M_\Sigma = ۱۴۵\ \text{MeV}$ تقریباً مساوی هستند. باریونهای $J^p = ۳/۲^+$ درشکل ۱.۴۴ منظم شده‌اند، و این نظم با ذره‌ای به‌نام هیپرون Ω^- کامل می‌شود. نظم شکل ۱.۴۴، همچنان که بعداً در بخش ۵۱ به‌طور کاملتری آن را مورد بحث قرارخواهیم داد، از دیدگاه نظریهٔ گروه دارای اهمیت است، و انتظارمی‌رود که فاصلهٔ بین جرمهای اعضای ردیفهای مختلف یکسان باشد. از این نقطه نظر بود که وجود هیپرون Ω^- با جرمی حدود ۱۶۸۰ مگا الکترون ولت و با اعدادکوانتومی $J^p = ۳/۲^+$، $I=\circ$ و $S=-۳$ پیش‌بینی شد. چنین ذره‌ای نمی‌تواند ازطریق برهم‌کنشهای قوی یا الکترومغناطیسی به‌ذرات شناخته شده واپاشیده شود، زیرا برای هر ترکیبی ازذرات شناخته شده که شگفتی آن $S=-۳$ باشد، جرم سکون کل آن ازجرم سکون Ω^- بیشتر خواهد شد. برای مثال

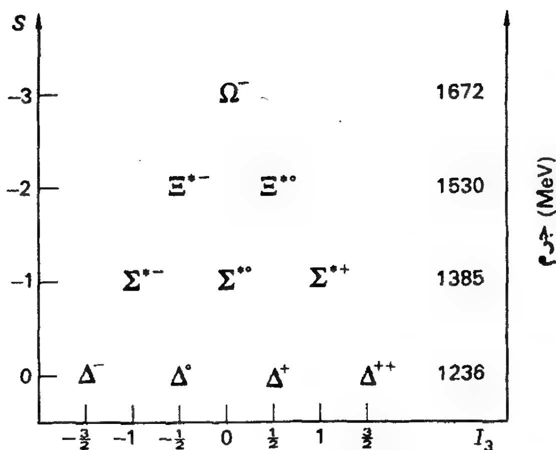
$$\Omega^- \not\longrightarrow \Xi^- + K^\circ$$

چون

$$M_{\Xi^-} + M_{K^\circ} = ۱۸۰۹\ \text{MeV}$$

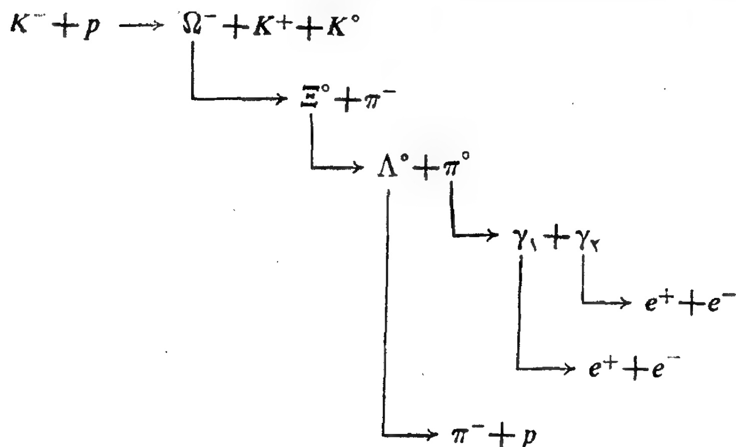
به‌طور قابل ملاحظه‌ای از جرم Ω^- بزرگتر است. در واپاشی Ω^- نمی‌توان شگفتی را پایسته دانست، و بنابراین باید از طریق برهم‌کنشهای ضعیف صورت گیرد. بدین‌ترتیب Ω^-، برای مشاهده شدن به‌صورت دو مسیر در اتاقک حباب، عمری به‌اندازهٔ کافی طولانی خواهد داشت.

به‌دنبال پیش‌بینی نظری وجود Ω^-، این ذره توسط بارنز و همکاران درآزمایشگاه ملی بروکهاون کشف شد. توضیح جالبی از این آزمایش توسط فولر و سامیوس (۱۹۶۴) ارائه شده است. در شکل ۲.۴۴ عکس و نمودارخطی رویداد مشاهده شده در



شکل ۱۰۴۴ باریونهای دارای $J^P=۳/۲^+$.

اتاقك حباب هیدروژنی، برای باریکه‌ای از مزونهای K^- بـا تکانهٔ ۵ BeV/c، نموده شده است. رویداد مشاهده شده به‌صورت زیر تفسیر می‌شود.



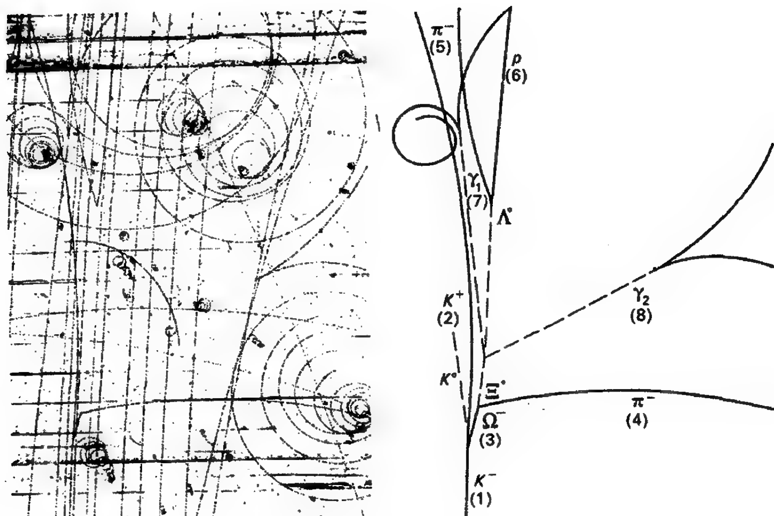
از آن زمان به‌بعد مدهای دیگر واپاشی Ω^- هم مشاهده شده‌اندکه عبارت‌اند از

$$\Omega^- \longrightarrow \Xi^- + \pi^\circ$$

$$\Omega^- \longrightarrow \Lambda^\circ + K^-$$

و جرم آن به‌صورت زیر اندازه‌گیری شده است

$$M_{\Omega^-} = (۱۶۷۲٫۵ + ۰٫۵)\ \mathrm{MeV}$$



شکل ۲.۴۴ عکس و نمودار خطی رویدادی که واپاشی Ω^- را نشان می‌دهد.

۴۵. تشدیدهای مزونی با S=o

شکل ۱.۴۵ نشان دهندهٔ نتایج به‌دست‌آمده توسط اروین و همکاران برای واکنش زیراست

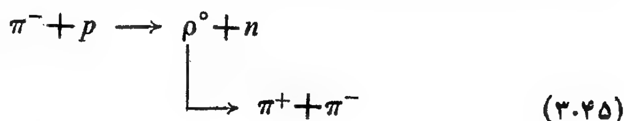


$$\pi^- + p \longrightarrow \pi^+ + \pi^- + n \qquad (۱.۴۵)$$

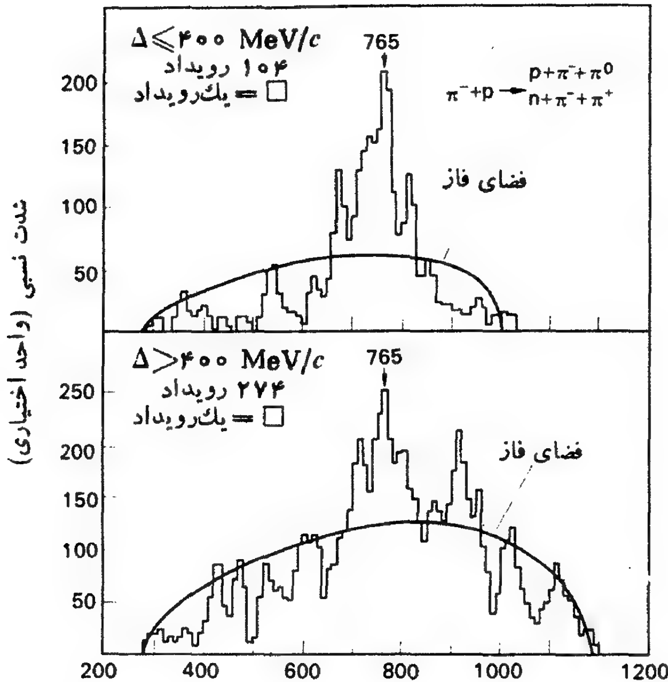


$$\longrightarrow \pi^- + \pi^\circ + p \qquad (۲.۴۵)$$

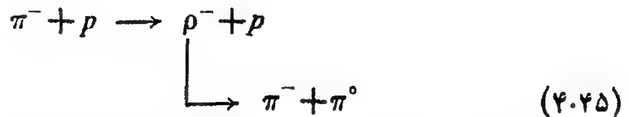
و وجود تشدید $\pi-\pi$، به‌نام مزون ρ، را اثبات می‌کند. مزون ρ دارای $J^P = ۱^-$، $I = ۱$، $S = ۰$ و $M_\rho = ۷۶۵\ \text{MeV}$ است. شکل ۱.۴۵ طیف جرم ترکیبی دستگاه $\pi^-\pi^\circ$ و $\pi^-\pi^+$ را نشان می‌دهد. هم در طیف جرمی $\pi^-\pi^\circ$ و هم در طیف جرمی $\pi^-\pi^+$ قله‌ها ظاهر می‌شوند، ولی برای به دست آوردن آمار بهتر داده‌ها را باهم ترکیب می کنند. جرم مؤثر دوپیون توسط معادلات (۱۴.۴۲)، (۱۵.۴۲) و (۱۶.۴۲) داده می‌شود. در طیف جرمی دو پیون، قله در ۷۶۵ مگاالکترون‌ولت دیده می‌شود. بدین‌ترتیب حداقل بخشی از واکنشها ی داده شده توسط معادلات (۱.۴۵) و (۲.۴۵) به‌صورت زیر



$$\pi^- + p \longrightarrow \rho^\circ + n, \quad \rho^\circ \longrightarrow \pi^+ + \pi^- \qquad (۳.۴۵)$$



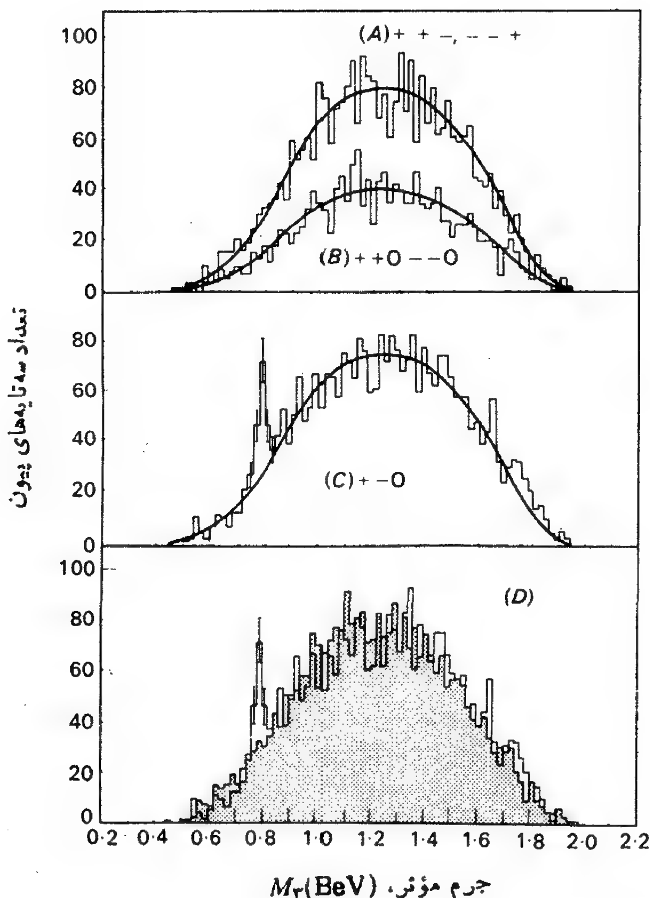
شکل ۱.۴۵ طیف جرم ترکیبی برای دستگاه $\pi^-\pi^\circ$ و $\pi^-\pi^+$ که مزون ρ را در ۷۶۵ مگاالکترون‌ولت نشان می‌دهد. رویدادها به دو حالت $\Delta \leqslant ۴۰۰$ MeV/c و $\Delta > ۴۰۰$MeV/c تقسیم‌بندی شده‌اند که در آن Δ تکانهٔ انتقالی به نوکلئون است. منحنی هموار که به‌عنوان «فضای فاز» علامت‌گذاری‌شده پیش‌بینی نظریهٔ آماری در شرایطی است که نظریه با توجه به‌انتقال تکانه اصلاح شده و بر حسب تعداد رویدادهای ترسیمی بهنجار شده‌است.



$$\pi^- + p \longrightarrow \rho^- + p \quad (\rho^- \longrightarrow \pi^- + \pi^\circ) \qquad (۴.۴۵)$$

انجام می‌گیرند. در آزمایشهای دیگری هم که بعداً انجام گرفتند، مزون ρ^+ مشاهده شد.

مزون ω با $S = ۰$، $I = ۰$ و $J^P = ۱^-$ یك تشدید مزونی دیگر است. مگلی و همکاران برای یافتن مزون ω به‌صورت تشدید سه پیونی به جستجو در میان پیونهای تولید شده از نابودی پاد پروتونها توسط پروتونها پرداختند. بررسی در شرایطی بود که



شکل ۲.۴۵ تعداد سه‌تـایه‌هـای پیونی برحسب جرم مؤثر M_3 در واکنش زیر

$$\bar{p}+p \longrightarrow 2\pi^{+}+2\pi^{-}+\pi^{\circ}$$

A توزیع ترکیب $|Q|=1$؛ B برای $|Q|=2$؛ و C برای $Q=0$ است که به‌ترتیب دارای‌سه‌تایه‌های ۳۲۰۰، ۱۶۰۰ و ۳۲۰۰ هستند. درشکل D، ترکیب توزیعهای A و B (ناحیهٔ خاکستری) باتوزیع C (خط توپر) مقایسه شده‌اند.

باریکه‌ای ازپادپروتونهای دارای تکانهٔ ۱٫۶۱ BeV/c را روی اتاقك حباب هیدروژنی فرود می‌آوردند. جستجو را با فرض $M_{\omega}>3M_{\pi}$ انجام دادندکه برای‌آن واپاشی‌زیر

$$\omega \longrightarrow \pi^{+}+\pi^{-}+\pi^{\circ} \qquad (5.45)$$

امکان‌پذیر است. جستجو برای یافتن یك چنین مد واپاشی سه‌پیونی، ازطریق مطالعهٔ توزیع جرمی سه‌تایه‌های پیونی در واکنش زیر

$$\bar{p}+p \longrightarrow \pi^{+}+\pi^{+}+\pi^{-}+\pi^{-}+\pi^{\circ} \qquad (۶.۴۵)$$

صورت گرفت. برای ۲۵۰۰ رویداد چهار-شاخه‌ای، انرژی و تکانهٔ هر یك از پیونهای باردار اندازه‌گیری شد و با استفاده از قوانین پایستگی انرژی و تکانه وجود π° برای ۸۰۰ حادثه استنتاج شد. در این ۸۰۰ رویداد، جرم مؤثر سه جسمی زیر

$$M_{۳}=[(E_{۱}+E_{۲}+E_{۳})^{۲}+(\mathbf{p}_{۱}+\mathbf{p}_{۲}+\mathbf{p}_{۳})^{۲}c^{۲}]^{\frac{۱}{۲}}\, c^{-۲} \qquad (۷.۴۵)$$

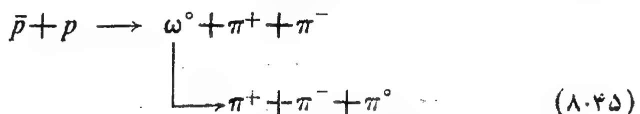
برای هر سه‌تایهٔ پیونی در واکنش (۶.۴۵) محاسبه شد. البته، حتی اگر تشدیدی هم‌رخ دهد، راهی از پیش وجود ندارد که بدانیم کدام سه‌پیون از آن پنج پیون ذرهٔ تشدیدی را می‌سازند. بنابراین هر ترکیب ممکن سه‌تایی را باید در نظر گرفت. برای هر رویداد، ده ترکیب سه پیونی متناظر با حالتهای باری زیر وجود دارد

$$|Q|=۱ : \pi^{\pm}\pi^{\pm}\pi^{\mp} \quad \text{(چهار ترکیب)} \quad A$$

$$|Q|=۲ : \pi^{\pm}\pi^{\pm}\pi^{\circ} \quad \text{(دو ترکیب)} \quad B$$

$$|Q|=\circ : \pi^{+}\pi^{-}\pi^{\circ} \quad \text{(چهار ترکیب)} \quad C$$

شکل ۲.۴۵ توزیع $M_{۳}$ را برای ۸۰۰ حادثه نشان‌می‌دهد. منحنیهای توپر تقریب نظریهٔ آماری هستند. توزیعهای A و B دارای قله‌های تشدیدی نیستند و این‌نشان می‌دهدکه هیچ‌گونه همبستگی بین این سه‌تایه‌های مزونی خاص وجود ندارد. توزیع C در ۷۸۷ مگاالکترون‌ولت قله‌ای نشان می‌دهد، که وجود یك‌مزون خنثی ω را اثبات می‌کند. وسیع بودن زمینهٔ قله به خاطر این حقیقت است که فقط ربعی از سه‌تایه‌های رسم شده در C احتمالاً به ω° مربوط‌می‌شوندو واکنش‌همیشه‌ازطریق‌تشکیل‌ذره‌ای‌تشدیدی‌صورت‌نمی گیرد. ازآنجا که‌قلهٔ‌متناظر با ω فقط برای‌توزیع C که متناظر باحالت باری $Q=\circ$ است رخ‌می‌دهد، ولی‌برای توزیع A که متناظر با $|Q|=۱$ و یا برای توزیع B که متناظر با $|Q|=۲$ است رخ نمی‌دهد، می‌توان ایزوسپین $I=\circ$ را به ω، به‌عنوان یك‌تك‌تایهٔ ایزوسپینی، نسبت داد. حداقل بخشی از واکنش (۶.۴۵) به‌صورت زیر انجام می گیرد

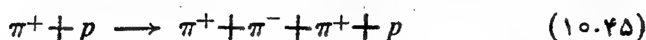


$$\bar{p}+p \longrightarrow \omega^{\circ}+\pi^{+}+\pi^{-}, \quad \omega^{\circ} \longrightarrow \pi^{+}+\pi^{-}+\pi^{\circ} \qquad (۸.۴۵)$$

مزون ω توسط آلف و همکاران (۱۹۶۶،۱۹۶۲) در آزمایش مربوط به تولید تشدیدهای پیونی در واکنشهای $\pi^{+}p$ با وضوح بیشتری دیده شد. در این‌آزمایش مزون ρ و مزون η هم تولید می‌شوند. مزون η دارای $J^{P}=۱^{-}$، $S=\circ$، $I=\circ$ و جرم $M_{\eta}=۵۴۹$ MeV است. شکل ۳.۴۵ الف طیف جرمی‌ترکیبهای $\pi^{+}\pi^{\circ}$ را در واکنش زیر نشان می‌دهد

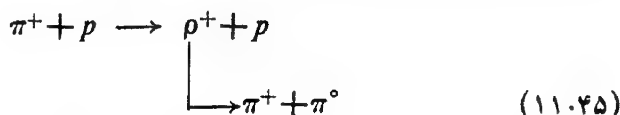
$$\pi^{+}+p \longrightarrow \pi^{+}+\pi^{\circ}+p \qquad (۹.۴۵)$$

و طیف جرمی ترکیبهای $\pi^+\pi^-$ در واکنش

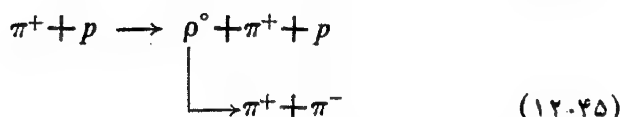


$$\pi^+ + p \longrightarrow \pi^+ + \pi^- + \pi^+ + p \qquad (۱۰.۴۵)$$

درشکل ۳.۴۵ ب نموده شده است. منحنیهای تشدید برایت ـ ویگنر برزمینه‌های فضای فاز توزیع دوپیونی سوار شده‌اند. قله‌ها نشان می‌دهندکه تعدادی از رویدادها از طریق ایجاد مزون ρ صورت می‌گیرند

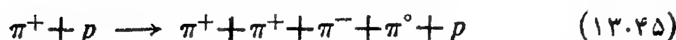


$$\pi^+ + p \longrightarrow \rho^+ + p, \quad \rho^+ \to \pi^+ + \pi^\circ \qquad (۱۱.۴۵)$$



$$\pi^+ + p \longrightarrow \rho^\circ + \pi^+ + p, \quad \rho^\circ \to \pi^+ + \pi^- \qquad (۱۲.۴۵)$$

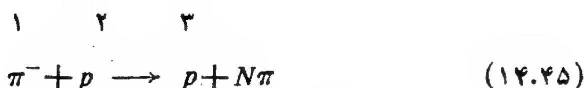
توزیع جرم مؤثر سه‌تایه‌های $\pi^+\pi^-\pi^\circ$ در واکنش



$$\pi^+ + p \longrightarrow \pi^+ + \pi^+ + \pi^- + \pi^\circ + p \qquad (۱۳.۴۵)$$

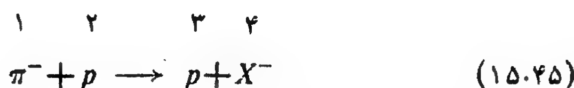
در شکل ۳.۴۵ ج نموده شده است. یك منحنی فضای فاز برای رویدادهای خارج از قله روی توزیع سه‌پیونی رسم شده است. قلهٔ ۷۸۲ مگاالکترون‌ولت با ۸۰۰ سه‌تایه به‌مزون ω°، و قلهٔ ۵۴۸ مگاالکترون‌ولت با ۱۰۰ سه‌تایه به‌مزون η° متناظر است.

در CERN شواهدی دال بر وجود تشدیدهای چند مزونی با $S=0$، در دستگاه آزمایش پیشنهادی مگلی و گوستا (۱۹۶۵) که طیف‌سنج جرم نایافته نامیده می‌شود، به‌دست‌آمده است. واکنش زیر را در نظر بگیرید



$$\overset{۱}{\pi^-} + \overset{۲}{p} \longrightarrow \overset{۳}{p} + N\pi \qquad (۱۴.۴۵)$$

که در آن $N = ۱, ۲, \ldots$ است. واکنش در تعدادی ازحالتها پیونهایی بدون همبستگی تولید می کند، و در تعداد دیگری ازحالتها ازطریق ایجاد تشدیدکه به N پیون واپاشیده می‌شود، ادامه می‌یابد. در حالت اخیر می‌توان واکنش را به‌صورت زیر نوشت



$$\overset{۱}{\pi^-} + \overset{۲}{p} \longrightarrow \overset{۳}{p} + \overset{۴}{X^-} \qquad (۱۵.۴۵)$$

با ثابت گرفتن تکانهٔ پیون فرودی، p_1، و با اندازه‌گیری تکانه و زاویهٔ پروتون پس‌زده نسبت به‌پیون فرودی، p_3 و θ_3، جرم مؤثر N پیون را می‌توان به‌صورت «جرم نایافته» به‌دست‌آوردکه توسط M داده می‌شود

$$M^2 = c^{-4}[(\text{انرژی نایافته})^2 - c^2(\text{تکانهٔ نایافته})^2]$$

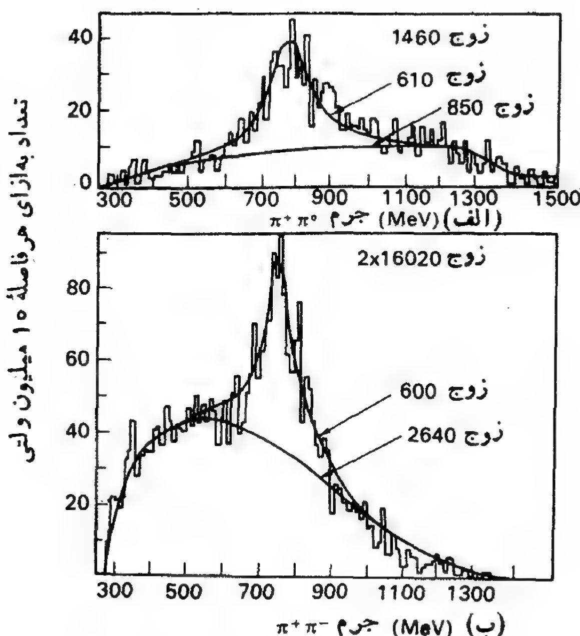
$$= c^{-4}[(E_1 + M_2c^2 - E_3)^2 - c^2(\mathbf{p}_1 - \mathbf{p}_3)^2] \qquad (۱۶.۴۵)$$

$$= c^{-4}[(E_1 + M_2c^2 - E_3)^2 - c^2p_1^2 - c^2p_3^2 + 2p_1p_3\cos\theta_3]$$

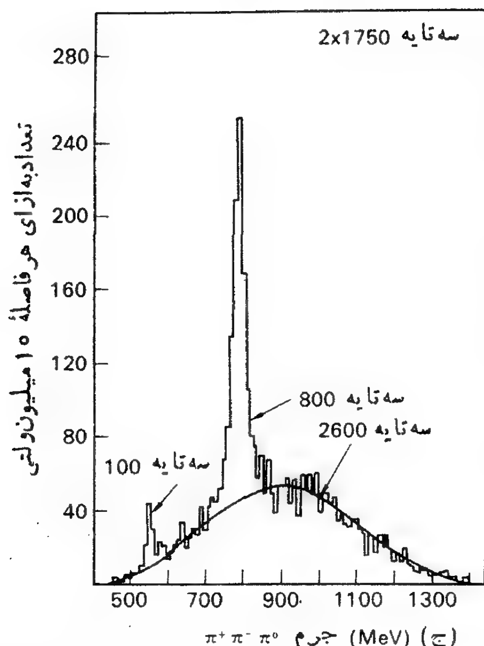
در تولید پیونهای ناهمبسته، توزیع M یك تابع هموار باکمینه‌ای پهن خواهد بود. ولی اگر N پیون به‌صورت تشدید X تولید شوند، در توزیع M در جرم تشدید M_X قله‌ای دیده خواهد شد. اگر

$$v_c > v'_3$$

باشد، که در آن v_c سرعت مرکزجرم درچارچوب آزمایشگاه و v'_3 سرعت پروتون پس زده درچارچوب مرکزجرم است، زاویهٔ θ_3 بیشینه‌ای کوچکتر از $\pi/2$ خواهد داشت. دراین



شکل ۳.۴۵ توزیعهای جرمی. (الف) برای زوجهای $\pi^+\pi^0$ از رویدادهای $\pi^+ + p \to \pi^+ + p + \pi^0$، (ب) برای زوجهای $\pi^+\pi^-$ ازرویدادهای $\pi^+ + p \to \pi^+ + p + \pi^+ + \pi^-$ و (ج) برای سه‌تایه‌های $\pi^+\pi^-\pi^0$ از رویدادهای $\pi^+ + p \to \pi^+ + p + \pi^+ + \pi^- + \pi^0$ قلهٔ الف و ب متناظر با ρ است. در ج، قلهٔ ۸۰۰ سه‌تایه‌ای متناظر با ω^0، وقلهٔ ۱۰۰ سه‌تایه‌ای متناظر با η^0 است.



مقدار بیشینهٔ θ_3، تبدیل بین‌مقطع چارچوب مرکزجرم ومقطع چارچوب آزمایشگاه، همچنان که درپیوست الف با معادلهٔ (الف. ۶۸) نموده شده است، منفرد خواهد بود. برای مقدار کاملا معینی از M_X، متناظر با نقطهٔ زیر درمقطع آزمایشگاهی انفرادی وجود خواهد داشت

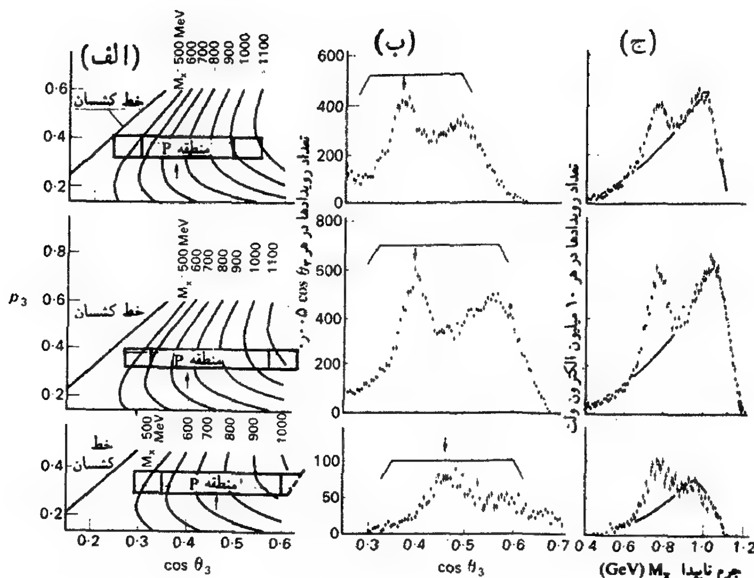
$$\sin\theta_3 = \frac{p_3'}{M_3 c\beta\gamma}$$

که درآن

$$\beta = \frac{v_c}{c} \quad و \quad \gamma = (1-\beta^2)^{-\frac{1}{2}}$$

است [معادلهٔ (الف.۶۹)]. درمواردی که X تشدیدی با پهنای محدود باشد، قله‌ای درمقطع آزمایشگاه وجود خواهد داشت. این قله را قلهٔ ژاکوبی می‌نامند، زیرا که این بـه علت وجود نقطهٔ منفردی درژاکوبی مربوط به تبادل مختصات مرکزجرم به مختصات آزمایشگاه رخ می‌دهد.

درشکل ۴.۴۵ نتایج تجربی مربوط به مشاهدهٔ مزون ρ، با طیف‌سنج جـرم نایافته در CERN، نشان داده شده است (بلی‌دین و همکاران، ۱۹۶۶ و ۱۹۶۵). شکل ۴.۴۵ ب تـوزیع زاویـه‌ای آزمـایشگاهـی پروتونهای پس‌زده را بـرای تمام تکانـه‌های ناحیه $320 \leqslant p_3 \leqslant 380$ MeV/C، و برای سه مقدار متفاوت تکانـهٔ پیون فـرودی، نشان می‌دهد. قلهٔ متناظر با مزون ρ توسط یك پیکان نموده شده است و، همچنان که ازسینماتیك انتظار



شکل ۴٫۴۵ مشاهدهٔ مزون ρ درطیف‌سنج جرم نایافته در CERN (بلی‌دین وهمکاران، ۱۹۶۶). نتایج برای سه مقدار متفاوت تکانهٔ پیون فرودی، p_1، ارائه‌شده‌اند.

سطر بالایی $p_1 = 5.0\,\text{GeV}/c$، ۱۷۱۷۰ رویداد

سطر میانی $p_1 = 4.5\,\text{GeV}/c$، ۲۹۱۴۵ رویداد

سطر پایینی $p_1 = 3.5\,\text{GeV}/c$، ۶۰۶۹ رویداد

(الف) خطوط سینماتیکی پروتون پس زده. مستطیلهای افقی پررنگ محدوده‌ای را مشخص می‌کنند که پروتونها با بازده کامل آشکار می‌شوند، درصورتی که مستطیلهای کم رنگ محدودهٔ یا بازده کمتر از ۱۰۰ درصد رامشخص می‌کنند. موقعیت پروتون پس زدهٔ همبسته با تولید مزون ρ، در واکنش زیر، توسط پیکان مشخص شده است.

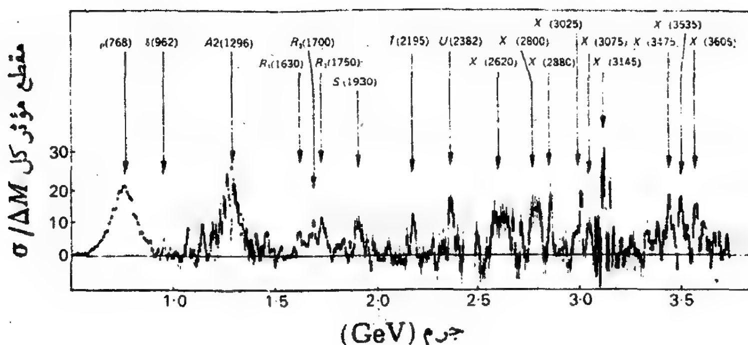
$$\pi^- + p \longrightarrow p + \rho^-$$

(ب) توزیع زاویه‌ای آزمایشگاهی پروتونهای پس‌زده (N برحسب $\cos\theta_3$) در ناحیهٔ تکانهٔ $320 \leqslant p_3 \leqslant 380\ \text{MeV}/c$. برای تهیهٔ این توزیعها از اندازه‌گیری تکانهٔ پروتون پس‌زده p_3 استفاده نشده است. با افزایش p_1، به همان صورتی که از خطوط سینماتیک درالف انتظار می‌رود، ازدیاد ρ^- (پیکانها را ببینید) به‌طرف مقادیر کوچکتر $\cos\theta_3$ انتقال می‌یابد.

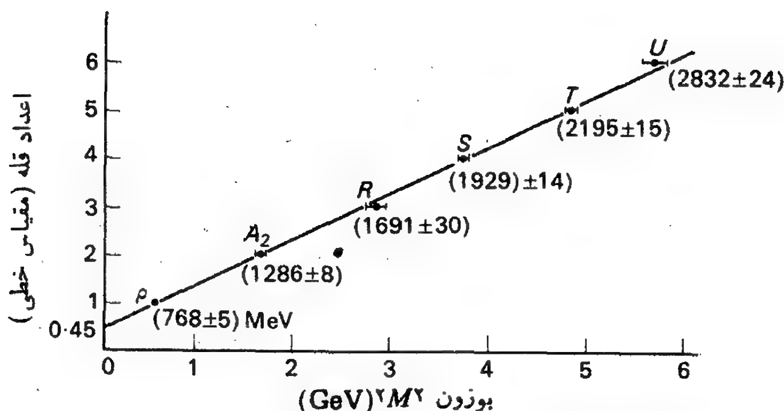
(ج) توزیع جرم نایافته همان داده‌های ب که در آن، علاوه بر زاویهٔ آزمایشگاهی θ_3، از اندازه‌گیری مقادیر p_3 برای هر رویداد نیز استفاده شده است.

می‌رود، با افزایش p_1 به طرف مقادیر کوچکتر $\cos\theta_3$ انتقال پیدا می کند. شکل ۴.۴۵ ب نشان‌می‌دهد که وجودتشدید رامی‌توان با مشاهدهٔ قلهٔ ژاکوبی، که برای آن‌فقط اندازه‌گیری θ_3 لازم است، استنتاج کرد. با استفاده ازمقادیر θ_3 و p_3 می‌توان جرم نایافته را ازمعادلهٔ (۱۶.۴۵) تعیین کرد. شکل ۴.۴۵ ج توزیع جرم نایافته را نشان می‌دهد که درآن قلهٔ متناظر با ρ به‌وضوح دیده می‌شود.

اندازه گیریهای متعددی توسط طیف سنج جرم‌نایافته صورت گرفته‌است که خلاصهٔ این نتایج با اقتباس از شوبلین (۱۹۷۰) در شکل ۵.۴۵ نموده شده است. در مطالعات اولیه‌ای که روی طیف جرمی بوزونهای مشاهده شده در طیف سنج جرم نایافته توسط فوکاکی و همکاران (۱۹۶۶) صورت گرفت، او موفق به کشف نظم جالبی درجرم قله‌های اصلی‌طیف جرم نایافته شد. اگرقله‌های اصلی طیف جرمی‌را به‌ترتیب جرمشان درمقیاسی خطی نسبت به مربع جرم $M_X{}^2$ رسم کنیم، نقاط روی خط مستقیمی با شیب $(\mathrm{GeV})^2$ ۱٫۰۵ قرار خواهندگرفت که در شکل ۶.۴۵ نموده شده است. عدد قله‌ای تشدید ρ و تشدید A_2 در شکل ۶.۴۵ به‌ترتیب مساوی اسپین‌آنها، ۱ و ۲ است. بنا به دلایلی که در فصل ۱۲ مورد بحث قرار خواهدگرفت، حدس زده می‌شود که عدد قله‌ای تشدیدهای دیگر هم مساوی اسپین‌آنها باشد.



شکل ۵.۴۵ تشدیدهای بوزونی ناشکفت در طیف جرم نایافته که از واکنش $\pi^- + p \rightarrow p + X^-$ به دست آمده‌اند. در این واکنش X^- بوزون تولید شده‌ای است که توسط طیف سنج جرم نایافته و طیف‌سنج بوزون در CERN مشاهده شده است. پروتون پس‌زده برای جرم نایافته کمتر از ۲٫۴ جیگا-الکترون ولت در قلهٔ ژاکوبی و برای مقادیر بالاتر ازآن‌در جهت جلو مشاهده شده است.



شکل ۶.۴۵ تعداد هر یك از قله های اصلی درطیف جرم نایافته در دنباله‌ای به‌ترتیب افزایش جرم برحسب مربع جرم، $M^۲x$ ، رسم شده است.

۴۶. تشدیدهای مزونی با $S=\pm1$

مزون K^* باجرم ۸۹۲ مگاالکترون‌ولت اولین‌مزون تشدیدی با $S=\pm1$ بود که شناخته شد. K^* برای نخستین بار در واکنشهای زیر مشاهده شد



$$K^- + p \longrightarrow K^- + \pi^\circ + p \qquad (۱.۴۶)$$



$$K^- + p \longrightarrow \overline{K^\circ} + \pi^- + p \qquad (۲.۴۶)$$

که بخشی از واکنش به طریق زیر صورت می‌گیرد



$$K^- + p \longrightarrow K^{*-} + p$$



$$\longrightarrow K^- + \pi^\circ \qquad (۳.۴۶)$$

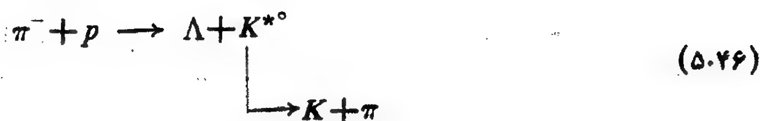


$$K^- + p \longrightarrow K^{*-} + p$$

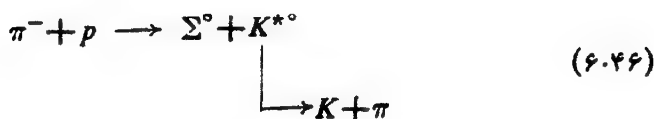


$$\longrightarrow \overline{K^\circ} + \pi^- \qquad (۴.۴۶)$$

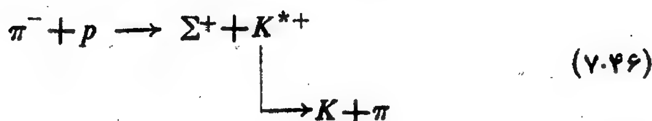
نمونه‌ای از داده‌های تجربی واکنش (۲.۴۶)، با اقتباس از وشوکی (۱۹۶۴) به‌صورت نمایش دالیتز درشکل ۱.۴۶ نموده شده است، که به‌طور وضوح تمرکز رویدادها را در جرم مؤثر $\overline{K^\circ}\pi^-$ که با جرم K^{*-} متناظراست، نشان‌می‌دهد. K^* همچنین‌در واکنشهای دیگری از قبیل واکنشهای زیر مشاهده شده است



(۵.۴۶)

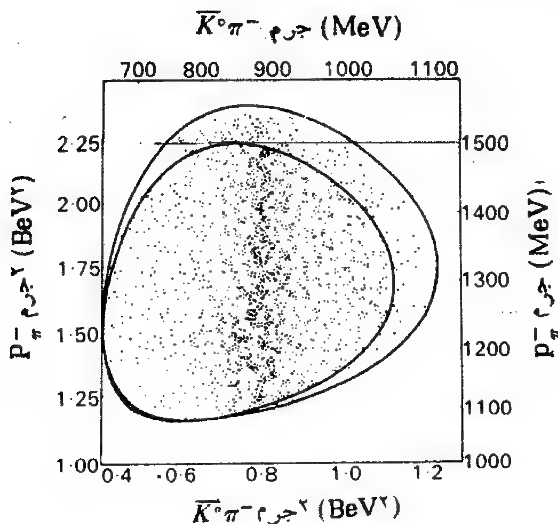


(۶.۴۶)



(۷.۴۶)

K^* دارای اسپین و پارینه $J^P = 1^-$ است.



شکل ۱.۴۶ نمایش دالیتز برای واکنش $K^-p \rightarrow \overline{K}^\circ\pi^-p$ برای کائونهای فرودی با تکانه‌های $1/45\ \text{BeV}/c < P_{K^-} < 1/55\ \text{BeV}/c$.
پوش منحنیهای مرز نواحی‌ای را که از نقطه نظر سینماتیکی برای $p_{K^-} = 1/45$ و $1/55\ \text{BeV}/c$ مجازند، نشان می‌دهد.

تشدیدهای بوزونی دیگری هم با $S = \pm 1$ مشاهده شده‌اند. تمام این گونه تشدیدها به‌صورت اعضای دوتایه‌های ایزوسپینی ظاهر می‌شوند و بنابراین دارای $I = 1/2$ هستند.

این دوتایه‌ها، در صورتی‌که دارای $S=-1$ باشند از یك ذرهٔ خنثی و یك ذرهٔ با بار واحد مثبت، و چنانچه دارای $S=+1$ باشند از یك ذرهٔ خنثی و یك ذرهٔ با بار واحد منفی تشکیل خواهند شد.

۴۷. تشدید درکانالهای مختلف

در تشخیص ذرهٔ تشدیدی باید دقت کرد، زیرا نمی‌توان هر برآمدگی در مقطع را و یا حتی هر خوشه‌ای را در نمایش دالیتز به‌عنوان ذرهٔ تشدیدی تعبیر کرد. درگذشته وجود تشدیدهایی را گزارش‌کرده‌اندکه بعداً در اثبات‌آنها ناتوان شده‌اند. وجود یك ذرهٔ تشدیدی با قاطعیت بیشتری اثبات می‌شود اگرآن تشدید در چندین واکنش مختلف و در چندین‌کانال مختلف مشاهده شود. چو و همکاران (۱۹۶۴) بین ذرات تشدیدی حاوی برهم‌کنش قوی و پدیده‌های‌کاواك تشدیدی در الکترومغناطیس تشابهی به دست‌آوردند. کاواك الکترومغناطیسی ممکن است دارای چندین موجبر متصل به‌خود باشد. هر موجبر فقط به‌امواجی با بسامد بزرگتر از یك بسامد خاص اجازهٔ عبور می‌دهد. اگر تابش الکترومغناطیسی درون‌کاواك دارای بسامدی پایینتر از بسامد قطع یکی از موجبرها باشد، آن تابش به‌طورردائم درکاواك باقی خواهد ماند. تابشهای دارای بسامد بالاترامکان بیرون رفتن از طریق تعدادی ازموجبرها را خواهند داشت. وضعیت مشابهی را درفیزیك ذرات، مثلا در برخوردهای π^+- پروتون، می‌توان مشاهده کرد. مقطع درمقادیر خاصی از انرژی فرودی π^+، دارای‌بیشینه‌های نسبی است‌که باتشکیل تشدید (π^+,p) متناظر خواهد بود. این انرژیهای تشدیدی مشابه بسامدهای‌کاواك الکترومغناطیسی هستند. با توجه به‌اینکه انرژی تشدیدی خاص چقدربالا باشد، چند مد واپاشی به‌نام‌کانالهای واپاشی برای تشدید مزبور وجود خواهد داشت، مثلا

در انرژیهای پایین داریم

$$(\pi^+,p) \longrightarrow \pi^+ + p$$

و درانرژیهای بالاداریم

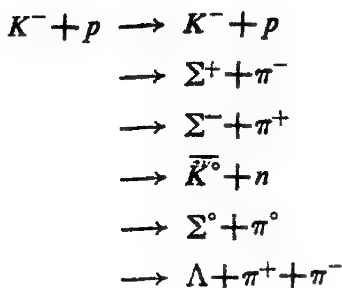
$$\left.\begin{aligned}(\pi^+,p) &\longrightarrow \pi^+ + p\\ &\longrightarrow \rho^+ + p\\ &\longrightarrow \pi^+ + \pi^\circ + p\\ &\longrightarrow \pi^+ + \pi^+ + n\end{aligned}\right\}$$

و غیره

این مدهای واپاشی که با افزایش انرژی تنوع بیشتری پیدا خواهندکرد، شبیه موجبرهای خروجی متصل به‌کاواك الکترومغناطیسی هستند.

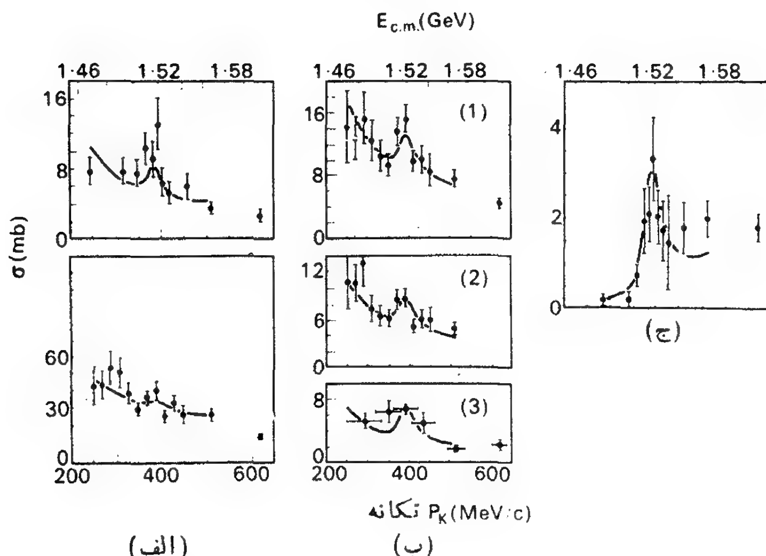
یك نمونه از تشدیدی که می‌تواند درتعدادی ازکانالهای خروجی مختلف دیده‌شود، ذرهٔ Λ (۱۵۲۰) با $S=-1$، $I=0$، و $J^P=3/2^-$ است. در شکل ۱.۴۷ مقطع

واکنشهای زیر



$$
\begin{aligned}
K^- + p &\longrightarrow K^- + p \\
&\longrightarrow \Sigma^+ + \pi^- \\
&\longrightarrow \Sigma^- + \pi^+ \\
&\longrightarrow \overline{K}^\circ + n \\
&\longrightarrow \Sigma^\circ + \pi^\circ \\
&\longrightarrow \Lambda + \pi^+ + \pi^-
\end{aligned}
$$

و همچنین مقطع کــل فرود K^- بر پروتونهــا نموده شده است. دیده می‌شود کــه تشدید Λ (۱۵۲۰) به‌هریك از شش‌کانال واپاشیده می‌شود.



شکل ۱۰۴۷ شواهد وجود تشدید ($J^P=$ ۳ر۲$^-$ ، ۱۵۲۰) Λ در چندین کانال. مقطعها به‌صورت تابعی از تکانه، برای واکنشهایی که در اثر فرود مزونهای K^- بر روی پروتونها رخ می‌دهند، رسم‌شده‌اند؛ (الف) منحنیهای مربوط به‌واکنش تبادل بار K^-p و پراکندگی کشسان (۱) $K^\circ n$، (۲) K^-p ؛ (ب) منحنیهای مربوط بــه‌تولید $\Sigma^+\pi^-$ ، $\Sigma^-\pi^+$ و $\Sigma^\circ\pi^\circ$ ؛ (۱) $\Sigma^+\pi^-$ ، (۲) $\Sigma^-\pi^+$ ، (۳) $\Sigma^\circ\pi^\circ$ ؛ (ج) منحنیهای مربوط بــه تولید $\Lambda\pi^+\pi^-$. خط توپر متناظر با مناسبترین منحنی برای تمام مقطعها، توزیع زاویه‌ایها و قطبیدگیهاست.

۴۸. نامگذاری تشدیدها

نامگذاری تشدیدهـا در فیزیك ذرات تا اندازه‌ای بی‌نظم صورت گرفته، و زمـانی به‌نظر می‌رسید که با آهنگی که تشدیدها کشف می‌شوند فیزیکدانها با کمبود حروف برای نامگذاری مواجه خواهند شد.

اما برای تمام ذرات دارای برهم‌کنش قوی، یا هادرونها که وجودشان به‌طور قطعی اثبات شده، یك شیوهٔ نـامگذاری مناسب وجود دارد که شامل ۱۰ عـلامت اصلی است. هادرونها را به‌طور طبیعی می‌توان به‌دو گروه مزونهـا و باریونهـا، به‌ترتیب دارای عدد باریونی ۰ و ۱، تقسیم کرد. برای مشخص کردن کامل یك چندتایهٔ باری فقط به‌اعداد کوانتومی فوق‌بار، Y، و ایزوسپین، I، همراه با اسپین و پاریته، J^P، و جرم احتیاج است (می‌توان شگفتی S را به‌جای فوق بار به‌کار گرفت، زیرا S و Y با رابطهٔ $Y=B+S$، که در آن B عدد بـاریونی است، به هم مربوط‌اند). علائم تخصیص داده شده به هـر یك از ترکیبهای مشاهده شدهٔ Y و I در جدول ۱.۴۸ نموده شده است.

جدول ۱.۴۸ نامگذاری هادرونها.

مزونها	Y	I	باریونها	Y	I
η	۰	۰	N	۱+	$\frac{۱}{۲}$
π	۰	۱	Δ	۱+	$\frac{۳}{۲}$
K	۱+	$\frac{۱}{۲}$	Λ	۰	۰
$\bar{K}$	۱−	$\frac{۱}{۲}$	Σ	۰	۱
			Ξ	۱−	$\frac{۱}{۲}$
			Ω	۲−	۰

یك ذرهٔ خاص را توسط جرم، اسپین و پاریته، J^P، آنکه در پرانتزی بعد از علامت اساسی قرار می‌دهند، مشخص می‌سازند. به عنوان مثال، مزون ρ و مزون ω مورد بحث بخش ۴۵ را به‌صورت زیر نشان می‌دهند

$$\rho=\pi(۷۶۵,۱^-)$$

$$\omega = \eta(784, 1^-)$$

ρ را می‌توان به‌صورت حالت برانگیختهٔ پیون و ω را به‌صورت حالت برانگیختهٔ $\eta(549, 0^-)$ درنظر گرفت. در دیدی وسیعتر می‌توان تمام مزونها را به‌صورت حالتهای مختلف تعدادی از مزونها، و تمام باریونها را به‌صورت حالتهای مختلف تعدادی از باریونها در نظر گرفت.

تمام مزونهای π و η پاد ذرهٔ خود هستند، بنابراین برای پاد ذرهٔ مزونهای π و η نیازی به‌علامت نیست. برای پاد باریونها، علامت باریون مربوطه را با گذاشتن یك خط بر روی آن به‌کار می گیرند. دراین‌روش، برای مشخص کردن بدون ابهام یك حالت باری خاص باید دقت کرد. برای این منظور قرارداد زیر را به‌کار می‌برند

$$\overline{\Xi^+} \equiv \overline{\Xi}^-$$

$$\overline{\Sigma^-} \equiv \overline{\Sigma}^+$$

و غیره

دقت کنید که یك پاد ذره دارای همان عددکوانتومی ایزوسپین (I) ذرهٔ متناظر است، ولی فوق بار آن (Y) علامتی مخالف با فوق بار ذره دارد.

این شیوهٔ نامگذاری را برای تشدیدی خاص، تا زمانی که اعدادکوانتومی آن معین نشده‌اند، نمی‌توان به‌کار گرفت. اشکال دیگر این روش در جرم مشخص شدهٔ ذره است که امکان داردبا انجام آزمایشهای بیشتر تغییر کند. مثلاذره‌ای که در بالا به‌صورت $\pi(765, 1^-)$ مشخص شده است، همان ذره‌ای است که توسط چو و همکاران به‌صورت $\pi(750, 1^-)$، مشخص شده بود. به این دلایل است که علائم دیگری از قبیل R، S، T، U، در شکل ۵.۴۵ را هم برای بعضی از ذرات به‌کار می‌برند.

در طرح اصلاح شدهٔ این شیوهٔ نامگذاری، بین مزونهای دارای پاریتهٔ G متفاوت تمایز قائل می‌شوند. عملگر G به‌صورت زیر تعریف می‌شود

$$G = CR_2$$

که درآن R_2 دورانی به‌اندازهٔ π حول محور ۲ در فضای ایزوسپین‌است، و C عملگر همیوغی بار است. برای اینکه ذره‌ای در حالت خاص G باشد باید دارای $Y = 0$ و $B = 0$ باشد، زیرا C در عمل روی حالتی با فوق بار Y و عدد باریونی B حالتی با فوق بار $-Y$ و عدد باریونی $-B$ به‌دست می‌دهد، ولی Y و B تحت دوران در فضای ایزوسپین تغییر نمی کنند. دقت کنید که عمل R_2، I_3 را به $-I_3$ تبدیل می کند، وعمل C حالت $-I_3$ را به حالت I_3 برمی گرداند. بدین‌ترتیب عملگر G و I_3 بدون تغییر باقی می‌مانند، یعنی G و مؤلفهٔ سوم عملگر ایزوسپین جابه‌جایی پذیرند

$$[G, I_3] = 0$$

می‌توان نشان داد که (لی و یانگ، ۱۹۵۶)

$$[G, I_2] = [G, I_1] = 0$$

بنابراین حالتی با ایزوسپین معین و با $Y = 0$ و $B = 0$ نیز می‌تواند یك ویژه حالت G باشد.

ذرهٔ خنثایی مانند π^0 با $Y = 0$ و $B = 0$ پاد ذرهٔ خودش است، بنابراین اگر ψ تابع حالت برای چنین ذره‌ای باشد، داریم

$$|C\psi|^2 = |\psi|^2$$

$$C\psi = e^{i\delta}\psi$$

چون $C^2 = 1$ است، بنابراین با ارائهٔ بحثی شبیه بحث مربوط به عملگر پاریته در بخش ۱۳، خواهیم داشت

$$C\psi = \pm\psi$$

ویژه مقدارها عبارت‌اند از ± 1. هادرون خنثی با $Y = 0$ و $B = 0$ دارای $I_3 = 0$ است. داریم (فاینمن، ۱۹۶۵)

$$R_2\psi_{I, I_3=0} = (-1)^I \psi_{I, I_3=0}$$

بنابراین برای مزون خنثی با $Y = 0$ و $B = 0$ داریم

$$G = C(-1)^I$$

چون G با عملگر ایزوسپین جابه‌جایی‌پذیر است، دیگر مزونهای همان چندتایهٔ ایزوسپینی نیز دارای همان ویژه مقدار G خواهند بود. ویژه مقدارهای G عبارت‌اند از ± 1. ویژه مقدار G را پاریتهٔ G مربوط به‌آن حالت می‌نامند.

پیون دارای پاریتهٔ فرد G است

$$G_\pi = -1$$

با استفاده از پاریتهٔ G برای مزونهای $Y = 0$، اصلاحاتی در نامگذاری جدول ۱.۴۸ توسط گروه‌داده‌های ذرات بنیادی، درمجلهٔ *Review of Particle Properties* (به‌انتهای بخش ۴۱ مراجعه کنید)، به‌ترتیب زیر صورت گرفته است

$I = 0$؛ η اگر G زوج باشد، ϕ اگر G فرد باشد.

$I = 1$؛ ρ اگر G زوج باشد، π اگر G فرد باشد.

تمرین

۱. واکنشهای زیر می‌توانند در مقطع کل $\pi^- p$ شرکت داشته باشند. انرژی جنبشی

آستانهٔ پیون را در چارچوب آزمایشگاه برای هر یك از واکنشهای زیر محاسبه کنید

$$\pi^- + p \longrightarrow \pi^- + \pi^\circ + p$$

$$\pi^- + p \longrightarrow K^\circ + \Lambda^\circ$$

$$\pi^- + p \longrightarrow \Sigma^- + K^+$$

$$\pi^- + p \longrightarrow \pi^- + \pi^- + \pi^+ + p$$

۲. درحالت پراکندگی پیونها توسط پروتونها، تکانهٔ p_π و انرژی‌جنبشی T_π پیون را در چارچوب آزمایشگاه به‌صورت تابعی از E (انرژی کل دستگاه پیون ـ پروتون در چارچوب مرکز جرم)، محاسبه و ترسیم کنید. T_π و E را برحسب جیگاالکترون‌ولت و p_π را برحسب GeV $/c$ بیان کنید. با استفاده از شکل ترسیمی، p_π و T_π را برای تشدیدهای زیر به‌دست‌آورید

$$N(۱۵۲۰),\ N(۲۶۵۰),\ \Delta(۱۲۳۶),\ \Delta(۲۸۵۰)$$

۳. چه حالتهای ایزوسپینی در واکنشهای زیر شرکت دارند؟

$$\pi^+ + p \longrightarrow \pi^+ + p$$

$$\pi^+ + p \longrightarrow \pi^+ + \pi^+ + n$$

$$\pi^- + p \longrightarrow \pi^- + p$$

$$\pi^- + p \longrightarrow K^\circ + \Lambda^\circ$$

۴. نشان دهید

$$\sigma_{۱/۲} = \frac{۳}{۲}\sigma^-{}_{tot} - \frac{۱}{۲}\sigma^+{}_{tot}$$

که درآن $\sigma^-{}_{tot}$ و $\sigma^+{}_{tot}$ به‌ترتیب مقطعهای کل برای $\pi^- p$ و $\pi^+ p$ هستند ، و $\sigma_{۱/۲}$ مقطع $I = ۱/۲$ پیون ـ نوکلئون است.

۵. شکل ۶.۴۵ نشان‌می‌دهد که منحنی $M_x{}^۲$ برحسب عدد قله خطی مستقیم است. با در نظر گرفتن قله‌های دیگر شکل ۵.۴۵، نمودارمشابهی رسم کنید. آیا می‌توانید ازاین ترسیم نتیجه‌ای بگیرید؟

مراجع

Alff, C., D. Berley, D. Colley, N. Gelfand, U. Nauernberg, D. Miller, J. Schultz, J. Steinberger, T. H. Tan, H. Brugger, P. Kramer and R. Plano, *Phys. Rev. Lett*, **9** (1952) 322; *Phys. Rev*, **145** (1966) 1072.

Alston, M., L. Alvarez, P. Eberhard, M. Good, W. Graziano, H. Ticho and S. Wojcicki, *Phys. Rev, Lett*, **5** (1960) 520.

Bareyre, P., C. Bricman and G. Villet, *Phys. Rev*, **165** (1968) 1730.

Barashenkov, V. S., *Interaction Cross Sections of Elementary Particles*, 1968. Israel Program for Scientific Translation, Jerusalem 1968.

Barnes, V. E., P. L. Connolly, D. J. Crenell, B. B. Culwick, W. C. Delaney, W. B. Fowler, P. E. Hagerty, E. L. Hart, N. Horwitz, P. V. C. Hough, J. E. Jensen, J. K. Kopp, K. W. Lai, J. Leitner, J. L. Lloyd, G. W. London, T. W. Morris, Y. Oren, R. B. Palmer, A. G. Prodell, D. Radojičić, D. C. Rahm, C. R. Richardson, N. P. Samios, J. R. Sanford, R. P. Shutt, J. R. Smith, D. L. Stonehill, R. C. Strand, A. M. Thorndike, M. S. Webster, W J. Willis and S. S. Yamamoto, *Phys. Rev. Lett*, **12** (1964) 204.

Bertanza, L., V. Brisson, P. Connolly, E. Hart, I. Mittra, G. Moneti, R. Rau, N. Samios, S. Lichtman, I. Skillicorn, S. Yamamoto, L. Gray, M. Goldberg, J. Leitner and J. Westgard, *Phys. Rev. Lett*, **9** (1962) 180.

Blieden, H. R., D. Freytag, J. Geibel, A. R. F. Hassan, W. Kienzle, F. Lefèbres, B. Levrat, B. C. Maglić, J. Seiguinot and A. J. Smith, *Phys. Lett*, **19** (1965) 444; *Nuovo Cimento*, **43 A** (1966) 71.

Carroll, L., *Through the Looking-glass*, 1872. Chapter 6.

Cence, R. J., *Pion-Nucleon Scattering*, 1969. Princeton University Press.

Chew, G. F., M. Gell-Mann and A. H. Rosenfeld, 'Strongly interacting particles', *Sci. Am*, February 1964. (Also available as reprint 296, Freeman, San Francisco.)

Citron, A., W. Galbraith, T. F. Kycia, B. A. Leontic, R. H. Phillips, A. Rousset and P. H. Sharp, *Phys. Rev*, **144** (1966) 1101.

Diddens, A. N., E. W. Jenkins, T. F. Kycia and K. F. Riley, *Phys.*

Rev. Lett, **10** (1963) 262.

Eisberg, R. M., *Fundamentals of Modern Physics*, 1961. Wiley, New-York.

Erwin, A. R., R. March, W. D. Walker and E. West, *Phys. Rev. Lett*, **6** (1961) 628.

Ferro-Luzzi, M., R. D. Tripp and M. B. Watson, *Phys. Rev. Lett*, **8** (1962) 28.

Feynman, R. P., R. B. Leighton and M. Sands, *Quantum Mechanics*, Vol. III of *The Feynman Lectures on Physics*, 1965. Addison-Wesley, Reading, Mass. Chapter 18.

Focacci, M. N., W. Kienzle, B. Levrat, B. C. Maglić and M. Martin, *Phys. Lett*, **17** (1966) 890.

Fowler, W. B. and Samios, N. P., 'The omega-minus experiment', *Sci. Am*, October 1964.

Halliday, D., *Introductory Nuclear Physics*, 1950. Wiley, New York.

Lee, T. D. and C. N. Yang, *Nuovo Cimento*, **3** (1956) 749.

Maglić, B. C., L. W. Alvarez, A. H. Rosenfeld and M. L. Stevenson, *Phys. Rev. Lett*, **7** (1961) 178.

Maglić, B. and G. Gosta, *Phys. Lett*, **18** (1965) 185.

Pjerrou, G., D. Prowse, P. Schlein, W. Slater, D. Stork and H. Ticho, *Phys. Rev. Lett*, **9** (1962) 114.

Rittenberg, A., A. Barbaro-Galtieri, T. Lasinski, A. H. Rosenfeld, T. G. Trippe, M. Roos, C. Bricman, P. Söding, N. Barash-Schmidt, and C. G. Wohl. *Rev. Mod. Phys*, **43** (1971) No. 2, Pt. II.

Schlein, P. E., D. D. Carmony, G. M. Pjerrou, W. E. Slater, D. H. Stork and H. K. Ticho, *Phys. Rev. Lett*, **11** (1963) 167.

Schübelin, P., *Physics Today*, **23** (1970). No. 11, November, 32.

Shafer, J. B., J. J. Murray and D. O. Huwe, *Phys. Rev. Lett*, **10** (1963) 179.

Söding, P., J. Bartels, A. Barbaro-Galtieri, J. E. Enstrom, T. A. Lasinski, A. Rittenberg, A. H. Rosenfeld, T. G. Trippe, N. Barash-schmidt, C. Bricman, V. Chaloupka, and M. Roos. *Phys. Lett*, **39 B** (1972 No. 1.).

Tripp, R. D. *Baryon Resonances* in Proceedings of the International School of Physics 'Enrico Fermi' Course XXXIII, Strong Interactions, 1966. Academic Press, New York.

Wojcicki, S. G., *Phys. Rev*, **135 B** (1964) 484.

۱۱

چندتایه های $SU(3)$ در هادرونها

۴۹. مقدمه

دیده‌ایم که ذرات حاوی برهم‌کنش قوی، یا هادرونها، که توسط جرم و مقدارهای J^P، B، I، I_3،و Y مشخص می‌شوند، را می‌توان به‌طور طبیعی درچندتایه‌های باری دسته‌بندی کرد. به‌طوری که در هر یك از این چندتایه‌ها مقدار I_3 بتواند از $-I$ تا $+I$ تغییر کند، ولی مشخصه‌های دیگر، به‌استثنای تفاوتهای کوچك جرمی، یکسان باقی بمانند.

برای مثال نوکلئون یك دوتایهٔ ایزوسپینی با $J^P=1/2^+$، $B=1$، $I=1/2$،و $Y=1$ است که در آن برای پروتون $I_3=+1/2$ و برای نوترون $I_3=-1/2$ در نظر گرفته می‌شود، و جرمها عبارت‌اند از

$$M_p=938{,}2\ \text{MeV}$$

$$M_n=939{,}6\ \text{MeV}$$

تفاوت جرمی این‌دو

$$M_n-M_p=1{,}4\ \text{MeV}$$

در مقایسه با جرم متوسط نوکلئون

$$M_N=\frac{1}{2}(M_p+M_n)=939\ \text{MeV}$$

کوچك است.

امکان داردکه هادرونها را حتی در چندتایه‌های بزرگتری نیز قرار داد، به‌طوری که درآنها Y، I،و I_3 متغیر باشند ولی J^P و B برای تمام عناصر چندتایه یکسان

بمانند. برای این چند تایه‌های بزرگتر تفاوت جرمی بزرگتری بین عناصر هر یك از آنها وجود خواهد داشت.

برای نمونه باریونهای با $J^P = ۱/۲^+$ و جرمهای پایین را در نظر می‌گیریم. نوکلئونها در زمرهٔ این باریونها هستند که قبلا دربارهٔ آنها صحبت کردیم. اولین باریون سنگینتر با $J^P = ۱/۲^+$، ذرهٔ Λ° است که دارای $Y = \circ$، $I = \circ$، $I_۳ = \circ$، و

$$M_{\Lambda^\circ} = ۱۱۱۵/۶ \ \text{MeV}$$

است. بنابراین

$$M_\Lambda - M_N = ۱۱۱۶ - ۹۳۹ = ۱۷۷ \ \text{MeV}$$

باریونهای بعدی Σ^-، Σ°، و Σ^+ هستند که به ترتیب در آنها $I_۳ = -۱, \circ, +۱$، $Y = \circ$، $I = ۱$ و جرمها عبارت‌اند از

$$\left.\begin{aligned} M_{\Sigma^-} &= ۱۱۹۷/۳ \ \text{MeV} \\ M_{\Sigma^\circ} &= ۱۱۹۲/۵ \ \text{MeV} \\ M_{\Sigma^+} &= ۱۱۸۹/۵ \ \text{MeV} \end{aligned}\right\} M_\Sigma = ۱۱۹۳ \ \text{MeV}$$

تفاوتهای جرمی آنها چنین می‌شود

$$M_{\Sigma^-} - M_{\Sigma^\circ} = ۴/۸ \ \text{MeV}$$

$$M_{\Sigma^\circ} - M_{\Sigma^+} = ۳/\circ \ \text{MeV}$$

که در مقایسه با

$$M_\Sigma - M_\Lambda = ۷۷ \ \text{MeV}$$

کوچك است. باریونهای بعدی با $J^P = ۱/۲^+$ عبارت‌اند از Ξ^- و Ξ° که به‌ترتیب در آنها $I_۳ = -۱/۲$، $I_۳ = +۱/۲$ و $Y = -۱$، $I = ۱/۲$ و جرمها چنین‌است

$$\left.\begin{aligned} M_{\Xi^-} &= ۱۳۲۱ \ \text{MeV} \\ M_{\Xi^\circ} &= ۱۳۱۵ \ \text{MeV} \end{aligned}\right\} M_\Xi = ۱۳۱۸ \ \text{MeV}$$

تفاوت جرمی این ذرات

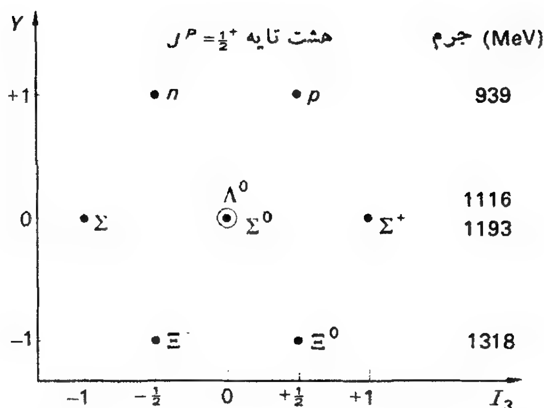
$$M_{\Xi^-} - M_{\Xi^\circ} = ۶ \ \text{MeV}$$

و در مقایسه با

$$M_\Xi - M_\Sigma = ۱۲۵ \ \text{MeV}$$

کوچك است.

ترتیب قرارگرفتن N، Λ، Σ، و Ξ دریك چندتایه در شکل ۱.۴۹ نموده شده‌است که چون شامل هشت ذره می‌شود، یك هشت‌تایه به‌دست می‌آید. شکافتگی جرمی بین چند-تایه‌های ایزوسپینی متفاوت موجود در هشت‌تایه حدود ۲۵ برابر شکافتگی جرمی موجود



شکل ۱.۴۹ هشت تایهٔ باریونهای $J^P = ۱/۲^+$. در این گونه نمودارها، دایرهٔ اضافی بیانگر وجود ذره‌ای دیگر با همان Y و $I_۳$ است.

در هر چندتایهٔ ایزوسپینی است.

وجود این هشت‌تایه و دیگر چندتایه‌های هادرونی که هر کدام شامل چندین چندتایهٔ ایزوسپینی هستند، ما را به‌این‌تصور هدایت می کند که نوعی برهم کنش «فوق قوی» وجود دارد که خودبه‌خود برای تمام‌ذرات چندتایهٔ بزرگ جرم‌یکسانی به‌دست می‌دهد. شکافتگی جرمی به‌نوعی اختلال تقارن ـ شکن نسبت داده می‌شود که بستگی به Y و I دارد. از آنجا که اختلال تقارن‌شکن قسمتی از برهم کنش‌قوی است، باعث شکافتگیهای بزرگ می‌شود.

Ω^- و تشدیدهای باریونی دارای $J^P = ۳/۲^+$ را می‌توان در یك چندتایهٔ ده ذره‌ای، یعنی در یك ده‌تـایه، آنچنان که در بخش ۴۴ بحث شد و مجدداً در شکل ۲.۴۹ نمـوده شده‌است، قرارداد.

به‌تقارن سه‌لای نمودار بـاریونهای $J^P = ۱/۲^+$ در شکل ۱.۴۹ و بـاریونهای $J^P = ۳/۲^+$ در شکل ۲.۴۹ توجه کنید.

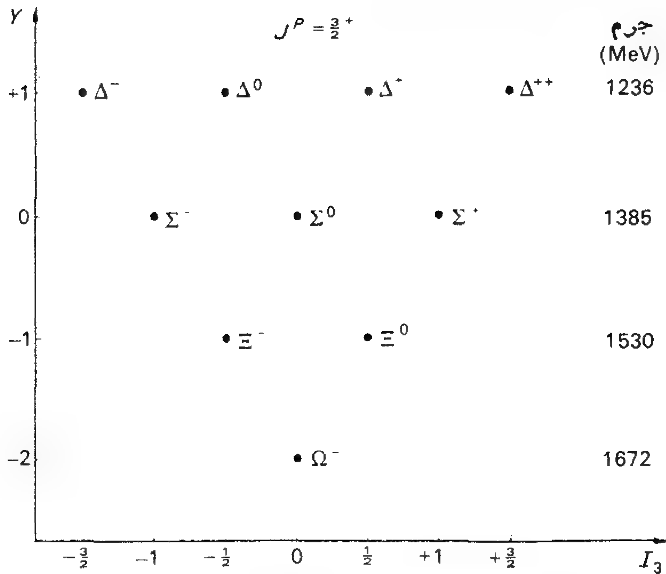
در سال ۱۹۶۱ گلمن و نیومن که مستقل از هم‌کار می کردند، تقارن هادرونهـا را به خواص گروه $SU(۳)$ مرتبط ساختند. گروه $SU(۳)$، گروه تمـام ماتریسهـای ۳ × ۳ یکانی تك مدولی است، یعنی گروه تمام ماتریسهای ۳ × ۳ ای که یکانی

$$U^\dagger = U^{-۱}$$

و تك مدولی

$$\text{دترمینان } U = ۱$$

هستند. $U^\dagger$ الحاقی هرمیتی ماتریس U است؛ و می‌توان آن را با جابه‌جاکردن ردیفها و



شکل ۲.۴۹ ده‌تایهٔ باریونهای $J^P = ۳/۲^+$.

گرفتن همیوغ مختلط هر عنصر به‌دست‌آورد، یعنی

$$(U^\dagger)_{ij} = U_j^*$$

علامت SU به‌جای «یکانی ویژه» قرارمی‌گیرد، که درآن واژهٔ «ویژه» شرط تك مدولی بودن را نشان می‌دهد. در این کتاب، به‌تعریف مذکور در بالا برای $SU(۳)$ نیازی نداریم و احتیاجی‌هم به‌داشتن اطلاعاتی از ریاضیات نظریهٔ گروه نیست. معهذا در بخش آینده اطلاعاتی دربارهٔ نظریهٔ گروه ارائه خواهد شد.

گلمن تحلیل هادرونها توسط $SU(۳)$ را «راه هشت‌لا» نامید، زیرا هشت کمیت موردتوجه در ریاضیات این گروه وجود دارد وهمچنین گفته‌ای منسوب به‌بودا را به‌خاطر می‌آورد که

«اکنون، ای‌راهبان، آن حقیقت ناب، این راه هشت‌گانهٔ ناب است که به‌درمان درد منجر می‌شود: دید درست، نیت درست، سخن درست، عمل درست، زندگی درست، کوشش درست، اندیشهٔ درست، تمرکز درست.»

(نقل از چو و همکاران، ۱۹۶۴)

سه مؤلفهٔ ایزوسپین به همراه فوق‌بار، چهار کمیت از هشت کمیت راه هشت‌لای

فیزیك هادرونها را تشکیل می‌دهند. چهار کمیت دیگر را نمی‌توان به‌این‌سادگی مشخص کرد.

مواردکاربرد $SU(3)$ در فیزیك ذرات را معمولا «تقارن یکانی» می‌نامند.

یکی‌از موفقیتهای اولیهٔ راه هشت‌لا، پیش‌گویی ذرهٔ Ω^- بود که بـرای‌کامل‌کـردن ده‌تایهٔ شکل ۲.۴۹ صورت گرفت.

۵۰. نظریهٔ گروه در فیزیك

اهمیت نظریهٔ گروه در فیزیك از آنجاست‌کـه نظریهٔ گروه همان ریـاضیات تقارن است. از این نقطه نظرکتاب ویل (۱۹۵۲) جالب به‌نظر می‌رسد.

تعریف‌یك‌گروه

یك گروه عبـارت است از مجموعه‌ای از عنـاصر با نوعی ضرب، که ضرب هر دو عنصر گروه عنصر سومی متعلق به‌گروه را به‌دست می‌دهد. این ضرب انجمنی است. گـروه یك عنصر واحد دارد و به‌علاوه هر عنصر گروه دارای معکوسی است کـه‌آنهم متعلق به گروه است، یعنی

الف) اگر عناصر a و b درگروه G باشند، ab هم درگروه G خواهد بود

ب) قانون انجمنی‌صادق است، یعنی برای هردسته‌ای از a ، b ، c موجود در G داریم

$$a(bc)=(ab)c$$

ج) درگروه یك‌عنصر واحد e وجود دارد به‌طوری‌که $ea=ae=a$

د) در مقـابل هـر عنصر a متعلق به G، عنصر a^{-1} در G وجـود دارد به‌طوری‌کـه $a^{-1}a=aa^{-1}=e$.

به‌عنوان مثال دورانهـای حول یك محور، مثلا محور z ، یك‌گروه تشکیل می‌دهند. حاصلضرب دو دوران، دورانی‌است‌که حاصل انجام‌آن دو دوران به‌دنبال یکدیگر باشد. عنصرواحد این است‌که هیچ چیزی انجام ندهیم (دوران صفر). معکوس دورانی به‌اندازهٔ θ دورانی به‌اندازهٔ θ— است. مجموعهٔ تمـام دورانهـای موجود در فضای سه‌بعدی یك گروه، گروه دوران سه‌بعدی $O(3)$ را تشکیل می‌دهند. به‌طور مشابهی، انتقالات درفضای سه‌بعدی یك‌گروه تشکیل می‌دهند. ضرب دو انتقال، یعنی انتقالی به‌دنبال انتقال دیگر، هم یك انتقال است.

نمونه گروههـای ذکر شده در بالا از زمرهٔگروههـای پیوسته‌اند. یك‌گروه پیوسته گروهی‌است‌که عناصرآن‌را می‌توان توسط پارامترهایی که درناحیه‌ای معین به‌طورپیوسته تغییر می‌کنند، مشخص‌کرد. برای مثال، دورانهای حول یك‌محور توسط زاویهٔ θ، که از ۰ تـا 2π تغییر می‌کند، مشخص می‌شوند. انتقالهـای فضای سه‌بعدی را می‌توان توسط

سه مؤلفهٔ جابه‌جایی x، y، z ازمبدأ مشخص کرد. x، y، و z، هر یك از $-\infty$ تا $+\infty$ تغییر می کنند.

همچنین گروههایی وجود دارندکه دارای تعداد محدودی عنصرند. برای نمونه e، عنصر واحد، و P انعکاس نسبت به‌مبدأ یك گروه دو عنصری را تشکیل می‌دهند

$$eP = P = Pe$$

$$PP = e$$

مجموعه تبدیلهایی که معادلهٔ شرودینگر یك دستگاه را ناوردا می گذارند، گروهی به‌نام گروه تقارن آن دستگاه تشکیل می‌دهند. چون اگر تبدیلهای A و B هر یك به‌طور جداگانه معادلهٔ شرودینگر را ناوردا باقی بگذارد، حاصلضرب این دو تبدیل هم معادلهٔ شرودینگر را ناوردا باقی خواهد گذاشت.

گروه تقارن یك دستگاه مکانیك کوانتومی، چندتایگیهای قابل وقوع ترازهای آن دستگاه‌را تعیین می کند. به‌عنوان مثال، برای گروه دوران سه‌بعدی $O(۳)$، چندتایگیهای

۱، ۳، ۵، ۷، ...

که به‌ترتیب متناظر با اسپینهای زیر هستند

۰، ۱، ۲، ۳، ...

وجود دارد. برای گروه $SU(۲)$، گروه ماتریسهای یکانی ۲ × ۲ با دترمینان واحد، تمام چندتایگیها ممکن‌است رخ دهند. گروه $O(۳)$ با گروه $SU(۲)$ ارتباط دارد، و به‌عنوان نتیجه‌ای از این ارتباط است که اسپینهای نیم درست در مکانیك کوانتومی رخ می‌دهند، و ممکن می‌شودکه هر اسپینی را با جمع کردن تعدادکافی از اسپینهای ۱/۲ به‌دست‌آورد. برای مثال، هم‌اسپین ۰ وهم‌اسپین ۱ را می‌توان با جمع کردن دوعبارت با اسپینهای ۱/۲ به‌دست‌آورد

$$\frac{۱}{۲}+\frac{۱}{۲}=۰ \text{ یا } ۱$$

اسپین ۱/۲ متناظر با یك دوتایه‌است، یعنی دوحالت اسپین وجود دارد. ماتریسهای ۲ × ۲ را می‌توان برای تبدیل این دو حالت تعریف کرد که گروه $SU(۲)$ را تشکیل می‌دهند. چندتایه‌های اسپینی مختلف تك‌تایه، دوتایه، سه‌تایه و غیره را می‌توان با ترکیب تعداد کافی از دوتایه‌ها به‌دست‌آورد.

عناصر گروه $SU(۳)$ ماتریسهای ۳ × ۳ اند و می‌توان آنها را با به‌کار بردن سه‌حالت، یا یك سه‌تایه، تعریف کرد. چندتایه‌های مختلف $SU(۳)$ را می‌توان با ترکیب سه‌تایه‌ها به‌دست‌آورد، که این‌مسئله را درآینده با جزئیات بیشتری برای بعضی از چندتایه‌ها

مطالعه خواهیم کرد. چندتایه‌های $SU(۳)$ مربوط به‌هادرونها، تك‌تایه، هشت‌تایه و ده‌تایه‌اند.

۵۱. رده‌بندی SU(۳) در باریونها و مزونها

در بخش ۵۰ با هشت‌تایهٔ باریونهای $J^P=۱/۲^+$ وده‌تایهٔ باریونهای $J^P=۳/۲^+$ آشنا شدیم. ذرهٔ $\Lambda(۱۴۰۵\ ,\ ۱/۲^-)$ با $Y=۰$ و $I=۰$، مثالی از تك‌تایهٔ $SU(۳)$ است.

جرم اعضای مختلف یك چندتایهٔ $SU(۳)$ یکسان نیست، شکلهای ۱۰۴۹ و ۲۰۴۹ را ببینید، و بنابراین تقارن $SU(۳)$ کامل نیست و باید شکسته شده‌باشد. اکوبو، بافرض شکسته‌شدن تقارن $SU(۳)$، به‌طریق مخصوصاً ساده‌ای توانست با استفاده از نظریهٔ گروه رابطهٔ زیر را برای جرم عناصر در یك چندتایهٔ $SU(۳)$ به‌دست‌آورد

$$M=M_{\circ}+aY+b[I(I+۱)-\frac{Y^{۲}}{۴}] \tag{۱۰۵۱}$$

$M_{\circ}$، a و b در چندتایه‌ای معین ثابت‌اند. معادلهٔ (۱۰۵۱) را فرمول جرمی گلمن- اکوبو می‌نامند. این فرمول در شکل بالا، معادلهٔ (۱۰۵۱)، برای باریونها به‌کار می‌رود. برای مزونها با قراردادن $M^{۲}$ به‌جای M در معادلهٔ (۱۰۵۱) توافق بهتری باآزمایش به‌دست می‌آید.

معادلهٔ (۱۰۵۱) برای هشت‌تایهٔ باریونی رابطهٔ زیر را به‌دست می‌دهد

$$\frac{۱}{۲}(M_{N}+M_{\Xi})=\frac{۱}{۴}(۳M_{\Lambda}+M_{\Sigma}) \tag{۲۰۵۱}$$

برای هشت‌تایهٔ باریونهای $J^P=۱/۲^+$، مقدار تجربی جرمها بامعادلهٔ (۲۰۵۱) به‌خوبی در توافق‌آن‌است. (تمرین ۱)

برای ده‌تایهٔ باریونهای $J^P=۳/۲^+$، توافق با فرمول جرمی گلمن - اکوبو عالی است. برای ده‌تایه (شکل ۲۰۴۹) داریم

$$I=۱+\frac{۱}{۲}Y \tag{۳۰۵۱}$$

و معادلهٔ (۱۰۵۱) به‌صورت زیر در می‌آید

$$M=(M_{\circ}+۲b)+(a+\frac{۳}{۲}b)Y \tag{۴۰۵۱}$$

بنابراین فرمول جرمی گلمن - اکوبو فاصله‌های جرمی یکسانی را برای عناصر ده‌تایه پیش‌بینی می کند

$$M_{\Sigma}-M_{\Delta}=M_{\Xi}-M_{\Sigma}=M_{\Omega}-M_{\Xi} \tag{۵۰۵۱}$$

که با جرمهـای مشاهده شده در توافق است. در حقیقت جرم ذرهٔ Ω^-، قبل از کشف آن، به‌طور صحیحی توسط فرمول جرمی گلمن ـ اکوبو پیش‌بینی‌شده بود.

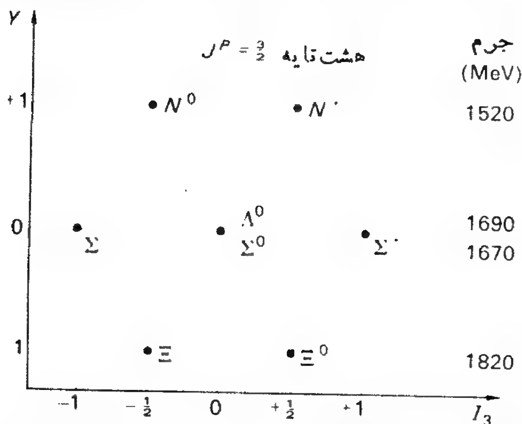
سایر تشدیدهای باریونی‌را هم می‌توان در چندتایه‌های $SU(۳)$ مرتب کرد. برای نمونه، مرجع *Review of Particle Properties* (سادینگ و همکاران، ۱۹۷۲) بـاریونهـای بـا $J^P = ۳/۲^-$ را چنین ذکر می‌کند

$$N(۱۵۲۰, \frac{۳}{۲}^-)$$

$$\Lambda(۱۵۱۸, \frac{۳}{۲}^-) \quad و \quad \Lambda(۱۶۹۰, \frac{۳}{۲}^-)$$

$$\Sigma(۱۶۷۰, \frac{۳}{۲}^-)$$

با در نظر گرفتن $\Lambda(۱۵۱۸, ۳/۲^-)$ به‌صورت یك عضو هشت‌تایه، فرمول جرمی گلمن- اکوبو (۴.۵۱) وجـود ذره $\Xi(۱۵۸۲, ۳/۲^-)$ را پیش‌بینی می کند، ولی تـا به‌حـال تشدیدی که بتوان آن‌را با این ذرهٔ پیش‌بینی شده منطبق کرد، مشاهده نشده است. از طرف دیگر با در نظر گرفتن $\Lambda(۱۶۹۰, ۳/۲^-)$ به‌عنوان یك عضو هشت‌تایه، معادلهٔ (۴.۵۱) وجودذرهٔ $\Xi(۱۸۴۰, ۳/۲^-)$ را پیش‌بینی می‌کند. مرجع *Review of Particle properties* (سادینگ وهمکاران، ۱۹۷۲) تشدیدی با جرم ۱۷۹۵ تا ۱۸۷۰ واسپین و پاریتهٔ نامعلوم را نشان می‌دهد که می‌توان آن‌را با ($۳/۲^-$، ۱۸۴۰) پیش‌بینی شده یکی دانست. بدین‌ترتیب، روش SU (۳) اسپین وپاریتهٔ این تشدید را پیش‌بینی می کند. هشت تایهٔ باریونی $J^P = ۳/۲^-$ مورد پیش‌بینی در شکل ۱.۵۱ نموده شده است. بدین گونه است کـه ذرهٔ $\Lambda(۱۵۱۸, ۳/۲^-)$ را به‌عنوان یك تك تایهٔ $SU(۳)$ درنظرمی گیرند.



شکل ۱.۵۱ باریونهای $J^P = ۳/۲^-$. برای ذرهٔ Ξ هنوز J^P تعیین نشده است و جرم‌آن هم نامعلوم است.

جدول ۱۰۵۱ چندتایه‌های ممکن $SU(۳)$ برای باریونها. جرم حالتهایی‌راکه برای‌آنها J^P به‌دست نیامده است، در پرانتز قرار داده‌ایم.

تک‌تایه‌ها

J^P	Λ
$\frac{۱}{۲}^{-}$	۱۴۰۵
$\frac{۳}{۲}^{-}$	۱۵۱۸
$\frac{۷}{۲}^{-}$	۲۱۰۰

هشت‌تایه‌ها

J^P	N	Λ	Σ	Ξ
$\frac{۱}{۲}^{+}$	۹۳۹	۱۱۱۶	۱۱۹۳	۱۳۱۸
$\frac{۱}{۲}^{+}$	۱۴۷۰	(۱۷۵۰)	(۱۶۲۰)	—
$\frac{۳}{۲}^{-}$	۱۵۲۰	۱۶۹۰	۱۶۷۰	(۱۸۲۰)
$\frac{۱}{۲}^{-}$	۱۵۳۵	۱۶۷۰	۱۷۵۰	—
$\frac{۵}{۲}^{-}$	۱۶۷۰	۱۸۳۰	۱۷۶۵	(۱۹۳۰)
$\frac{۵}{۲}^{+}$	۱۶۸۸	۱۸۱۵	۱۹۰۵	(۲۰۳۰)

ده تایه‌ها

J^P	Δ	Σ	Ξ	Ω
$\frac{۳}{۲}^{+}$	۱۲۳۶	۱۳۸۵	۱۵۳۰	۱۶۷۲
$\frac{۷}{۲}^{+}$	۱۹۵۰	۲۰۳۰	—	—

جدول ۱۰۵۱ مشخصات تعدادی از تشدیدهـای بـاریونی مشاهده شده را به‌عنوان اعضای چندتایه‌های $SU(۳)$ نشان می‌دهد. روش $SU(۳)$، با استفاده از فرمول جرمی گلمن ـ اکوبو، پیش گوییهایی دربارهٔ اسپین و پاریته می کند، و همچنین جرم تشدیدها را به منظور کامل کردن چندتایه‌ها به‌دست می‌دهد.

انتظار داریم که تمام اعضای یك چندتایهٔ $SU(۳)$ دارای اعدادکوانتومی یکسانی باشند مگر Y، I، و $I_۳$ که اعدادکوانتومی $SU(۳)$ هستند. مثلا عدد بـاریونی B برای تمام اعضای یك چندتایه یکسان است. بدین‌ترتیب برای هرچندتایهٔ باریونی بـا $B = ۱$ یك چندتایهٔ متناظر از پاد باریونها با $B = -۱$ وجود خواهد داشت. برای باریونهـا،

ذرات و پاد ذرات در چندتایه‌های متفاوتی قرار می‌گیرند. مزونها دارای $B=۰$ هستند و بنابراین چندتایهٔ مزونی می‌تواند هم شامل ذرات و هم شامل پاد ذرات باشد. مثلاً π^- پاد ذرهٔ π^+ است و هردو در سه تایهٔ ایزوسپینی $I=۱$ قرار می‌گیرند. به همین‌ترتیب می‌توان انتظار داشت که K°، K^+، K^- و $\overline{K^\circ}$ در یك چندتایه قرار گیرند.

مزونهای شبه نرده‌ای راکه در جدول ۲.۵۱ فهرست شده‌اند، می‌توان به‌صورت یك هشت‌تایهٔ $SU(۳)$،ویك تك‌تایهٔ $SU(۳)$، آنچنان‌که در شکل ۲.۵۱ نموده شده است، تنظیم کرد. برای هشت‌تایه‌های مزونی جرم ذرات $Y=+۱$ و $Y=-۱$ یکسان است، زیرا هر کدام‌از اینهاپاد ذرهٔ دیگری است.

با به‌کاربردن مربع جرم مزونها در فرمول جرمی گلمن- اکوبو، معادلهٔ (۱.۵۱)، به‌دست می‌آوریم

$$M_K{}^۲=(۳M_\eta{}^۲+M_\pi{}^۲)/۴ \quad (۶.۵۱)$$

که در توافق خوبی با نتایج تجربی قرار دارد. همان فرمول وقتی‌که جرمها به‌طورخطی به‌کار برده می‌شوند، با نتایج مشاهده در توافق نخواهد بود.

مزونهای برداری $J^P=۱^-$

$$\pi(۷۶۵,\ ۱^-)=\rho$$

$$K(۸۹۲,\ ۱^-)=K^*$$

جدول ۲.۵۱ مزونهای $J^P=۰^-$.

	جرم (Mev)	Y	I
π^+,π^-	۱۳۹٫۶	۰	۱
π°	۱۳۵٫۰		
K^+	۴۹۳٫۸	+۱	$\frac{۱}{۲}$
K^-		−۱	$\frac{۱}{۲}$
K°	۴۹۷٫۸	+۱	$\frac{۱}{۲}$
$\overline{K^\circ}$		−۱	$\frac{۱}{۲}$
η	۵۴۹	۰	۰
η'	۹۵۸	۰	۰

$$\eta(۷۸۴,\ ۱^-)=\omega$$

$$\eta(۱۰۱۹,\ ۱^-)=\phi$$

را هم می‌توان به‌صورت یك هشت‌تایه و یك تك‌تایه، آنچنان‌که در شکل ۳.۵۱ نموده شده است، مرتب کرد. اما به‌نظر نمی‌رسد که فرمول جرمی گلمن ـ اکوبو برای مزونهای ۱^- صادق باشد، چه‌وقتی که درآن خود جرم به‌کار برده شود یا مربع جرم. فرمول‌جرمی گلمن ـ اکوبو برای مربع جرم مزونها را می‌توان به‌صورت زیر نوشت

$$M_\eta{}^۲=(۴M_K{}^۲-M_\pi{}^۲)/۳$$

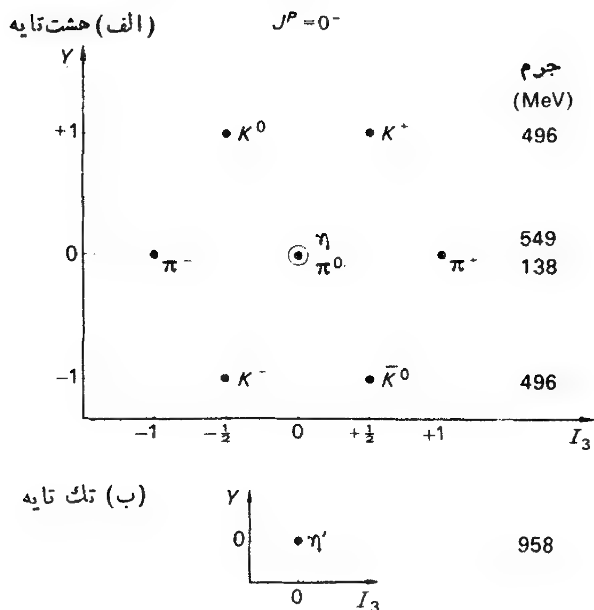
با به‌کاربردن مقدارهای اندازه‌گیری شدهٔ جرم ذرات K^* و ρ به‌دست می‌آوریم

$$M_\eta{}^۲=۰٫۸۷\ (\text{GeV})^۲$$

که بین مقدارهای تجربی

$$M_\eta{}^۲(۷۸۴)=۰٫۶۱(\text{GeV})^۲$$

$$M_\eta{}^۲(۱۰۱۹)=۱٫۰۴(\text{GeV})^۲$$

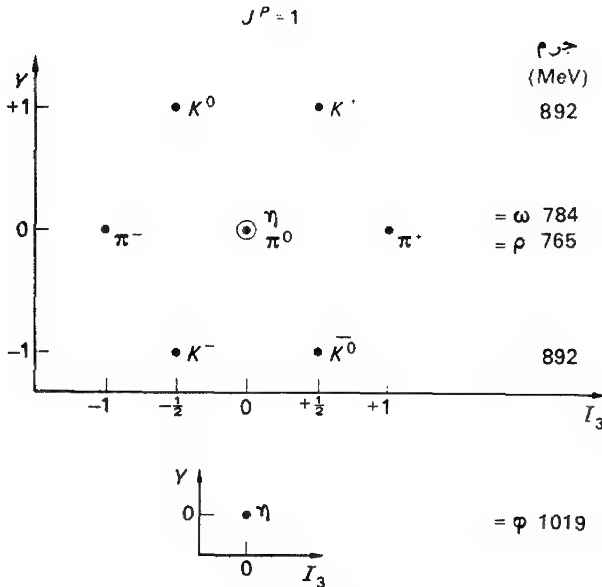


شکل ۲.۵۱ هشت‌تایه وتك‌تایهٔ $SU(۳)$ مربوط به‌مزونهای شبه‌نرده‌ای $J^P=۰^-$.

قرار می‌گیرد. η حاصل از هشت‌تایهٔ $SU(۳)$ را می‌توان به صورت ترکیب خطی از $\eta(۷۸۴)$ و $\eta(۱۰۱۹)$ در نظر گرفت. مزونهای ۱^- را بهتر می‌توان به‌صورت یك نه‌تایه در نظر گرفت تا یك هشت‌تایه و یك تك‌تایهٔ جدا ازهم. $\eta(۷۸۴)$و $\eta(۱۰۱۹)$ را می‌توان به‌صورت دو برهمنهی متعامد یك η هشت‌تایه و یك η تك‌تایه در نظر گرفت. در بخشهای آینده با الگویی از مزونها روبه‌رو خواهیم شدکه ما را به‌اینکه انتظارداشته باشیم مزونها به‌صورت نه‌تایه وجود داشته باشند، هدایت می‌کند.

جدول ۳.۵۱ دسته‌بندی مزونها را به‌صورت نه‌تایه نشان می‌دهد.

برای گلچینی ازمقاله‌های مربوط به $SU(۳)$ می‌توانید به کتاب گلمن-نیومن (۱۹۶۴) و برای توضیحی از نظریهٔ $SU(۳)$، بدون محظورات مربوط به نظریهٔ گروه، به کتاب لیپکین (۱۹۶۶) مراجعه کنید.



شکل ۳.۵۱ هشت‌تایه و تك تایهٔ $SU(۳)$ مربوط به مزونهای برداری $J^P = ۱^-$.

جدول ۳.۵۱ رده بندی مزونها به‌صورت نه تایه (علائم داخل جدول اسامی محاوره‌ای مزونها را نشان می‌دهد و جرمها برحسب MeV هستند).

$I=$ ۰ η	$I=\frac{۱}{۲}$ K	$I=$ ۱ π	J^P
η, ۵۴۹ η', ۹۵۸	K, ۴۹۶	π, ۱۳۸	۰⁻
ω, ۷۸۴ ϕ, ۱۰۱۹	۸۹۲	ρ, ۷۶۵	۱⁻
۷۰۰ S^*, ۱۰۶۰	—	δ, ۹۶۶	۰⁺
D, ۱۲۸۸ —	۱۲۴۰	A۱, ۱۰۷۰	۱⁺
f, ۱۲۶۰ f', ۱۵۱۴	۱۴۲۰	A۲, ۱۳۰۰	۲⁺
— —	—	B, ۱۲۳۵	۱⁺

۵۲. الگوی کوارك

در بخشهای قبلی دیدیم که هادرونها را می‌توان برطبق یك تقارن سه‌لا، که توسط گروه $SU(3)$ توصیف می‌شود، رده‌بندی کرد. شکافتگی جرمی در یك چندتایه را می‌توان تا حدودی با فرض نوعی اختلال تقارن‌شکن توضیح داد.

هادرونها را می‌توان در چندتایه‌هایی مرتب کرد که چندتایگی آنها ممکن است از نظریهٔ گروه به‌دست آید. اما تمام چندتایگیهایی که از تقارن $SU(3)$ پیش‌بینی می‌شوند، در میان هادرونها وجود ندارند. این شاید زیاد ایجاد تعجب نکند اگر حالت مشابه موجود در نظریهٔ اسپین معمولی را درنظر بگیریم، که درآن چندتایگیهای مجازعبارت‌اند از ۱، ۲، ۳، ۴، ۵ و غیره که متناظر با اسپینهای ۰، ۱/۲، ۱، ۳/۲، ۲ و غیره می‌شوند. ولی برای هردستگاه مفروضی فقط اسپین درست یا اسپین نیم‌درست می‌تواند رخ دهد، بنابراین چندتایگیهای یك دستگاه خاص یا همه زوج خواهند بود یا همه فرد. دستگاههای دیگری هم در فیزیك هستند که گروه تقارنی دارند، ولی همهٔ چندتایگیهایی که از لحاظ

نظریهٔ گروه مجازند، دراین‌دستگاهها رخ‌نمی‌دهند. وجود شرایط اضافی‌برای چندتایه‌های مربوط به‌ذرات بنیادی، به‌طوری‌که آنها را به‌چندتایه‌های موجود در طبیعت محدود کند، امری غیر منطقی نیست.

به‌ویژه، به نظر می‌رسدکه سه تایهٔ $SU(۳)$ برای هادرونها رخ نمی‌دهد. سه تایه، چندتایهٔ اصلی گروه $SU(۳)$ به‌شمار می‌رود، وتمام چندتایه‌های‌دیگر $SU(۳)$ رامی‌توان با ترکیب‌سه‌تایه‌هاساخت. درسال ۱۹۶۴ گلمن، و به‌طورمستقل زوئیگ (درسال ۱۹۶۵)، وجود یك سه‌تایهٔ $SU(۳)$ را از ذراتی فرضی، که بتوان تمام هادرونها را ازآنها ساخت، پیشنهاد کردند. گلمن این ذرات فرضی را «کوارك» و زوئیگ آنها را «خرده ذرات» نامید. «کوارك» کلمه‌ای‌است که جیمز جویس این (۱۹۳۹) درکتابش به‌کار برده است.

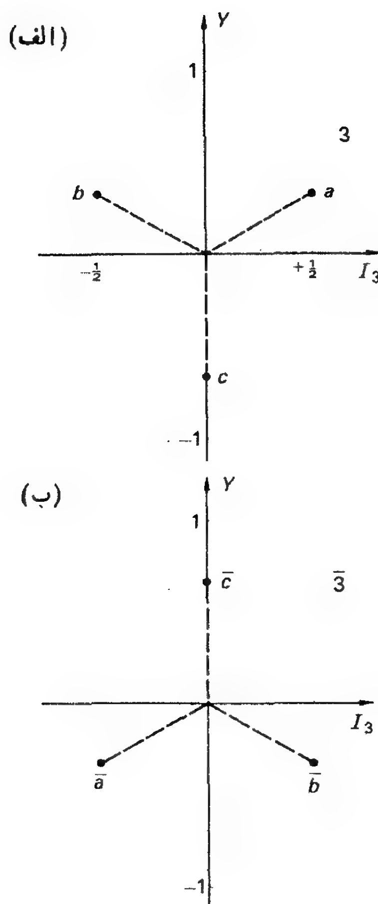
این سه‌کوارك را با a، b،و c نشان می‌دهیم. کوارکها هریك دارای اسپین ۱/۲ هستند. اعدادکوانتومی دیگرکوارکها در جدول ۱.۵۲ نموده شده است. a و b یك دوتایهٔ ایزوسپینی و c یك تك‌تایهٔ ایزوسپینی را تشکیل می‌دهند. سه تایهٔ کوارکها در شکل ۱.۵۲ الف ترسیم شده است، و این سه‌تایه را با ۳ نشان می‌دهند. پاد ذرهٔ کوارکها سه‌تایهٔ دیگری تشکیل می‌دهدکه در شکل ۱.۵۲ ب نموده شده است، وآن‌را به صورت $\bar{۳}$ مشخص می‌سازند. نمودار $\bar{۳}$ از انعکاس نمودار ۳ نسبت به مبدأ به دست می‌آید.

باریونها از سه‌کوارك تشکیل شده‌اند، و بنابراین دارای اسپین نیم درست فرد هستند. تمام اعضای یك چندتایهٔ $SU(۳)$ دارای عدد باریونی B یکسانی هستند و چون باریونهادارای $B=۱$ هستند، کوارکها باید دارای $B=۱/۳$ باشند. به‌همین‌ترتیب پادکوارکها دارای $B=-۱/۳$ هستند. مزونها دارای $B=۰$ بوده و از یك‌کوارك ویك پادکوارك ساخته می‌شوند.

الگوی‌کوارك اخیراً توسط موروپورگو (۱۹۷۰) مرور شده است، وگلچینی از مقاله‌های مربوط به‌آن توسط کوکدی (۱۹۶۹) جمع‌آوری شده است.

جدول ۱.۵۲ اعدادکوانتومی کوارکها.

کوارك	$I_۳$	I	Y
a	$+\frac{۱}{۲}$	$\frac{۱}{۲}$	$+\frac{۱}{۳}$
b	$-\frac{۱}{۲}$		
c	۰	۰	$-\frac{۲}{۳}$



شکل ۱۰۵۲ نمودار سه‌تایه‌های کوارك (۳) و پادکوارك ($\bar{3}$).

۵۳. الگوی کوارکی مزونها

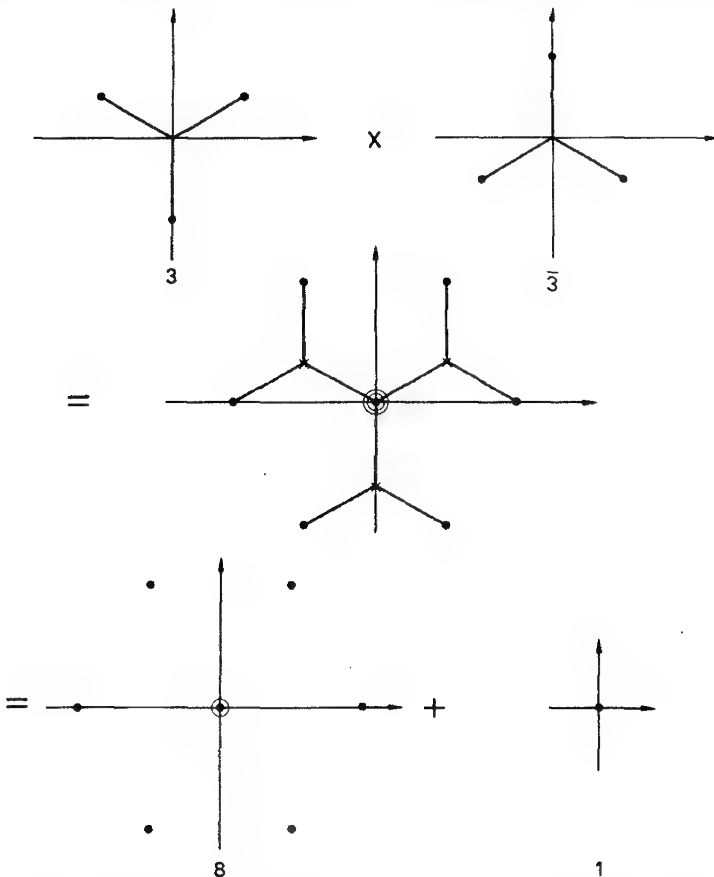
چون کوارك و پادکوارك هر کدام دارای اسپین ۱/۲ هستند، حالتی از کوارك و پادکوارك که بدون تکانهٔ زاویه‌ای باشد، یعنی حالت s (یا $l=0$) دارای اسپین ۰ یا ۱ خواهد بود. پاریته برای حالتی از دو ذره، که پاریتهٔ ذاتی یکسان و $l=0$ داشته‌باشند، زوج خواهد شد. با استفاده از نظریهٔ دیراك در مورد ذرات با اسپین ۱/۲، حالتی از یك ذره و پادذرهٔ آن با $l=0$، دارای پاریتهٔ فرد است. این موضوع را می‌توان به‌این‌صورت در نظر گرفت که ذره و پادذرهٔ آن دارای پاریتهٔ ذاتی مخالف هستند. حالتهای متشکل از یك

کوارك و یك پادکوارك با $l=0$ دارای اسپین و پاریتهٔ $J^P=0^-$ خواهند بود، و قبلا دیدیم که مزونها به‌صورت 1^- و $J^P=0^-$ وجود دارند.

به‌طورکلی، برای حالتی‌ازیك‌کوارك و پادکوارك با عددکوانتومی تکانهٔ زاویه‌ای مداری l، پاریتهٔ $(-1)^{l+1}$ است. برای حالتی‌ازکوارك و پادکواركبا $l=1$ (حالت p) پاریتهٔ زوج است، و مقدارهای ممکن تکانهٔ زاویه‌ای‌کل (J) از ترکیب اسپین کل‌کوارك وپادکوارك، یعنی $S=0$ یا $S=1$، با $l=1$ به‌دست‌می‌آید

$$J^P=1^+,\ 0^+,\ 1^+,\ 2^+$$

نه‌تایهٔ مزونهای 2^+ را می‌توان به‌صورت حالتهای p کوارك و پادکوارك در نظر گرفت.



شکل ۱.۵۳ چندتایه‌های SU (۳) حاصل از ترکیب‌کوارك و پادکوارك.
علامت × در ردیف دوم محل‌کوارکهایی را نشان می‌دهدکه برروی هر یك ازآنها نمودار۳ نهاده شده است.

مزونهایی با مقادیر دیگر J^P، که متناظر با حالتهای p کوارك ـ پادکوارك هستند، مشاهده شده‌اند .

نمودارهایی ازقبیل نمودارهای شکل ۱۰۵۱، ۲۰۵۱، ۳۰۵۱،و ۱۰۵۲ را نمودارهای وزنی می‌نامند، چون $I_۳$ و Y متناظر باکمیتهایی در نظریهٔ گروه هستند که وزن نامیده می‌شوند. چندتایه‌های بالاتر $SU(۳)$، حاصل از ترکیب تعدادی کوارك و پادکوارك، را می‌توان توسط برهمنهی نمودارهای وزنی ۳ و $\overline{۳}$ نمایش داد. مثلا ترکیبهای مختلف يك کوارك و يك پادکوارك را می‌توان با قراردادن نوبتی مبدأ نمودار وزنی پادکوارکها بر هر کوارك نمودار وزنی ۳ تعیین کرد. این روش در شکل ۱۰۵۳ نموده شده است. نه حالت به‌دست می‌آیند، که يك هشت تایه ويك يك تایهٔ $SU(۳)$ را تشکیل می‌دهند. این را به‌طور نمادی به‌صورت زیر می‌نویسند

$$۳\otimes\overline{۳}=۸\oplus۱ \qquad (۱۰۵۳)$$

۵۴. خواص کوارکها

کوارکها را می‌توان يك وسیلهٔ مناسب ریاضی برای یافتن نتایج تقارن $SU(۳)$ در نظر گرفت، و مطلقاً لزومی ندارد که به‌صورت موجود فیزیکی درنظر گرفته شوند. اما اگر کوارکها وجود داشته باشند، خواص آنها خیلی قابل توجه خواهد بود. بارالکتریکی کوارکها را، با استفاده‌از $Q=I_۳+Y/۲$، می‌توان به صورت زیر نوشت

a	$+\frac{۲}{۳}$	$\bar{a}$	$-\frac{۲}{۳}$
b	$-\frac{۱}{۳}$	$\bar{b}$	$+\frac{۱}{۳}$
c	$-\frac{۱}{۳}$	$\bar{c}$	$+\frac{۱}{۳}$

پایستگی بار وعدد باریونی تضمین می‌کند که حداقل یکی ازکوارکها، یعنی کوارك دارای کمترین جرم $q_۱$، به طورمطلق پایدارخواهد بود. آن دوکوارك دیگرازطریق واپاشیهای ضعیف به‌کوارك پایدار واپاشیده خواهندشد، مانند

$$q_۲ \rightarrow q_۱+\mu+\nu$$

$$q_۳ \rightarrow q_۱+\mu+\nu$$

اگر کوارکها وجود داشته باشند، می‌شود انتظارداشت که کوارك و پادکوارك پایداری را که به صورت زوج، توسط پرتوهای کیهانی و یا توسط ذرات حامل از شتابدهنده‌های

انرژی بالا، تولید شده‌اند بتوان مشاهده کرد. کاوشهایی که برای یافتن کوارکها صورت گرفته است، توسط مورپورگو (۱۹۷۰) مرور شده‌اند. تاکنون آزمایشهای صورت گرفته، با شتابدهندهٔ ۷۰ جیگا الکترون‌ولت سرپوخف، اثبات کرده است که مقطع کل تولید کوارکهایی با جرم کوچکتر از ۵ جیگا الکترون ولت بار، برای $Q=۲/۳$ کوچکتر از ۴×۱۰^{-۳۷} سانتیمتر مربع (آنتی‌پوف و همکاران، a ۱۹۷۰)، و برای بار $Q=-۱/۳$ کوچکتر از ۳×۱۰^{-۳۹} سانتیمتر مربع (آنتی‌پوف و همکاران، b ۱۹۷۰) است. ناتوانی در کشف کوارکها را می‌توان با فرض بزرگ بودن فوق‌العادهٔ جرم آنها، و بنابراین نیاز به انرژیهایی بیش از توان شتابدهنده‌های فعلی، توضیح داد. ولی فرض بزرگ بودن جرم کوارکها باخود وضعیت ناآشنایی را به همراه می‌آورد. برای اینکه زوج کوارك - پادکوارك جرم صحیح نسبتاً کوچك مزونی داشته باشد، انرژی بستگی باید قابل مقایسه با مجموع جرمهای ذرات تشکیل دهنده باشد. معمولا در فیزیك زیراتمی و هسته‌ای، جرم یك دستگاه مقید و مرکب فقط کمی کوچکتر از مجموع جرمهای ذرات تشکیل دهندهٔ آن است. برای نمونه، انرژی بستگی دوترون خیلی کوچکتر از جرم سکون نوکلئون است. فیزیکدانها هیچ گونه تجربهٔ قبلی از دستگاههایی با انرژی بستگی قابل مقایسه با جرمهای سکون ندارند. برای مطالعهٔ چنین دستگاهی احتمالا به یك نظریهٔ فوق‌العاده نسبیتی نیاز است. ولی هنوز نظریهٔ کوانتومی نسبیتی مکفی برای این منظور در دسترس نیست.

تعداد بسیار کمی از ذرات پرتو-کیهانی حاوی انرژیهای خیلی بالا هستند، و بنابراین آهنگ تولید کوارکها توسط پرتوکیهانی خیلی کوچك خواهد بود. آزمایشهای بسیاری که با پرتوکیهانی صورت گرفته، هیچ گونه نشانه‌ای از وجود کوارك به دست نداده‌اند. درسال ۱۹۶۹ دو گروه از فیزیکدانها، مکوسکر و کایرنز (۱۹۶۹) وکایرنز و همکاران (۱۹۶۹)، در اتاقك ابر مسیرهایی را مشاهده کردند که آنان آنها را به عنوان مسیر کوارکهایی ناشی از رگبارهای پرانرژی پرتوکیهانی تفسیر می‌کنند. ولی چنین تفسیری از مسیرهای اتاقك عموماً پذیرفته نیست، و توسط چند نفر مورد انتقاد قرار گرفته است (به عنوان مثال آدایر و کاشا، ۱۹۶۹) این آزمایش را با حساسیت بیشتری تکرار کرده‌اند، ولی مدرکی دال بر وجود کوارکها به‌دست نیامده‌است (کلارك و همکاران، ۱۹۷۱).

۵۵. باریونها

باریونها را می‌توان به‌صورت حالتهای مقید سه کوارك در نظر گرفت. چون برای هر کوارك سه امکان a، b و c وجود دارد، برای ترکیب سه کوارك مجموعاً $۲۷=۳\times ۳\times ۳$ حالت وجود خواهد داشت. می‌خواهیم بدانیم چه چندتایه‌هایی از ترکیب سه سه‌تایه به‌دست می‌آیند.

برای $SU(۲)$، که گروه مربوط به اسپین یا ایزوسپین است، چند تایگیها را می‌توان توسط الگوی برداری به‌دست آورد. مثلا ترکیب دو دستگاه با چندتایگیهای $(۲J_۱+۱)$ و

$(2J_2+1)$ چندتایگیهای زیر را به‌دست می‌دهد

$$\{2(j_1+j_2)+1\}\ ,\ \{2(j_1+j_2)-1\},\ldots,\ \{2|j_1-j_2|+1\}$$

یعنی به صورت $(2J+1)$ که در آن J از j_1+j_2 تا $|j_2-j_1|$ با گام واحد تغییر می‌کند.
برای ترکیب ایزوسپین کوارکها می‌توان از الگوی برداری استفاده کرد، ولی بقیهٔ مسئله به مراتب مشکلتر است. چندتایگیها را می‌توان توسط نظریهٔ گروه، که در خارج چارچوب این کتاب قرار دارد، تعیین کرد. (لیختن‌برگ، ۱۹۷۰). جواب ترکیب سه سه‌تایه به طور نمادی در زیر داده شده‌است

$$3\otimes 3\otimes 3=1\oplus 8\oplus 8\oplus 10 \qquad (1.55)$$

حالتهای ۲۷ گانهٔ سه کوارک از یک تک‌تایه، دو هشت‌تایه، و یک ده‌تایه تشکیل می‌شود. و اینها فقط چندتایه‌های مشاهده شده برای باریونها هستند.
در معادلهٔ (۱.۵۵) هشت تایه دو بار ظاهر می‌شود که شبیه حالت جمع کردن سه اسپین ۱/۲ است.

$$\frac{1}{2}+\frac{1}{2}+\frac{1}{2}$$

که در آن اسپین ۱/۲ دوبار ظاهر می‌شود. زیرا می‌توان نوشت

$$\mathbf{S}_{12}=\mathbf{s}_1+\mathbf{s}_2$$

$$\mathbf{S}=\mathbf{s}_{12}+\mathbf{s}_3$$

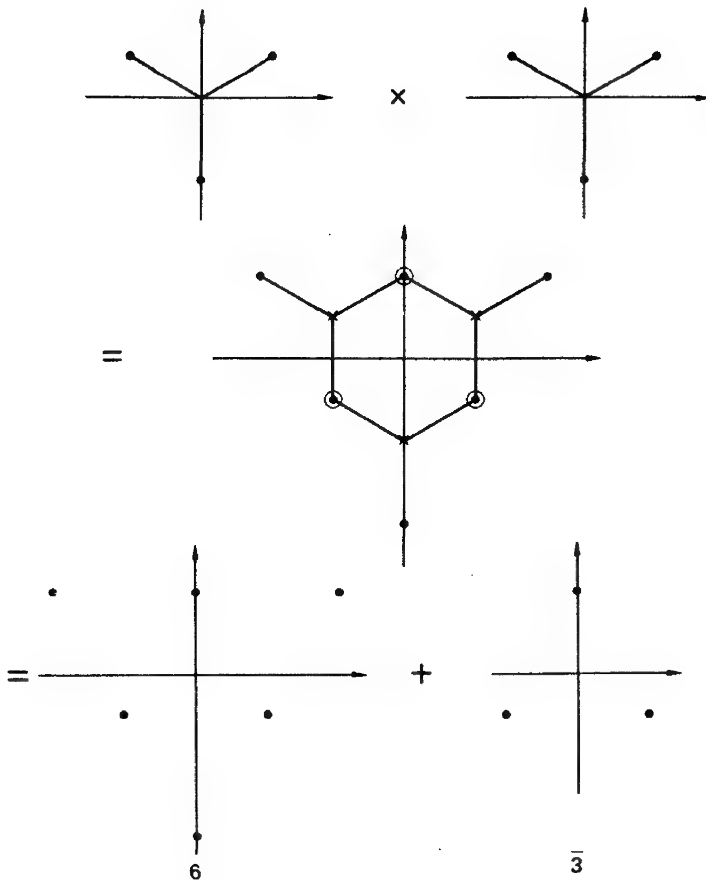
که در آن s_1، s_2، و s_3 مساوی ۱/۲ هستند، بنابراین داریم یا $S_{12}=0$ که نتیجه می‌دهد $S=1/2$ و یا $S_{12}=1$ که نتیجه می‌دهد $S=1/2$ و $S=3/2$. در این شرایط $S=1/2$ از دو طریق مختلف، یعنی هم از $S_{12}=0$ و هم از $S_{12}=1$ ظاهر می‌شود.
چندتایگیهای معادلهٔ (۱.۵۵) را می‌توان با ترکیب تصویری سه کوارک، به‌همان طریقی که برای ترکیب کوارک و پادکوارک در شکل ۱.۵۳ انجام گرفت، به‌دست آورد. ابتدا حالتهای ترکیب دو کوارک را، آنچنان که در شکل ۱.۵۵ نموده شده است، درنظر می‌گیریم. نتیجهٔ این ترکیب را می‌توان به‌صورت زیر نوشت

$$3\otimes 3=6\oplus \bar{3} \qquad (2.55)$$

این شش‌تایه و سه‌تایه دارای بار و عدد باریونی درست نیستند، و بنابراین درمیان هادرونهای فیزیکی یافت نمی‌شوند. حال کوارک سوم را به‌نوبت با ۶ و $\bar{3}$ جمع می‌کنیم. شکل ۲.۵۵ نشان می‌دهد که

$$6\otimes 3=10\oplus 8 \qquad (3.55)$$

با استفاده از همان روشی که درمورد مزونها به‌کاررفت، شکل ۱.۵۵، می‌توان نوشت

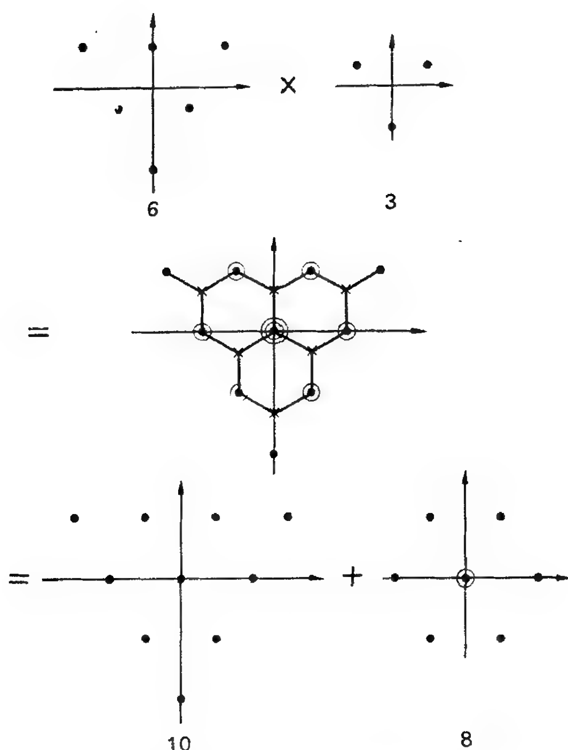


شکل ۱۰۵۵ تشریح تصویری ترکیب دوکوارک $\bar{۳} \oplus ۶ = ۳ \otimes ۳$.

$$۳ \otimes \bar{۳} = ۱ \oplus ۸ \qquad (۴۰۵۵)$$

بالاخره از ترکیب معادلات (۲۰۵۵)، (۳۰۵۵)، و (۴۰۵۵) چنین به‌دست می‌آید

$$\begin{aligned} ۳ \otimes ۳ \otimes ۳ &= (۶ \oplus \bar{۳}) \otimes ۳ \\ &= ۱ \oplus ۸ \oplus ۸ \oplus ۱۰ \qquad (۵۰۵۵) \end{aligned}$$



شکل ۲.۵۵ $6 \otimes 3 = 10 \oplus 8$

۵۶. شکاف جرمی در چندتایه‌های مزونی

درصورت کامل بودن تقارن $SU(3)$، تمام ذرات یك چندتایهٔ $SU(3)$ می‌بایست جرم یکسانی داشته باشند، واز آنجایی که چنین نیست، تقارن $SU(3)$ نمی‌تواند کامل باشد.

یك شیوهٔ ساده برای شکستن تقارن $SU(3)$ این است که فرض کنیم کوارك تك‌تایهٔ ایزوسپینی c دارای جرم $m+\Delta$، متفاوت ازجرم m کوارکهای دوتایهٔ ایزوسپینی a و b باشد. برای نگهداری پایستگی ایزوسپین، کوارکهای a و b باید، جدا از تصحیحات الکترومغناطیسی، جرمهای یکسان داشته باشند.

الگوی ساده‌ای درنظرمی گیریم که درآن برهم‌کنش بین کوارك و پادکوارك توسط چاه پتانسیل مربعی خیلی عمیق، به عمق V، نمایش داده می‌شود. فرض می کنیم که V وبرد پتانسیل به اندازهٔ کافی بزرگ باشند، به‌طوری که انرژی جنبشی T دستگاه مستقل از تغییرات کوچك جرم یك یاهردو ذره ازمقدار m باشد.

فرض می‌شود که عمق و برد پتانسیل مستقل از ایزوسپین و فوق بارباشد، و فقط به

حالت اسپین زوج کوارك ـ پادکوارك بستگی داشته باشد. درحالت کلی پتانسیل برای $S=0$ و $S=1$ متفاوت خواهد بود، که‌درآن S عددکوانتومی اسپین حاصل جمع اسپینهای کوارك و پادکوارك است، یعنی

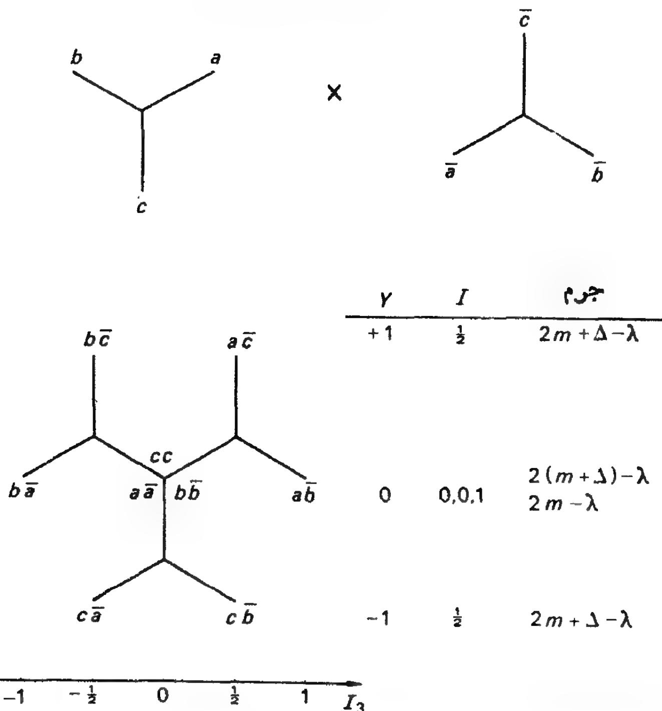
$$\mathbf{S}=\mathbf{s}_q+\mathbf{s}_{\bar{q}}$$

با فرضهای بالا V و T برای تمام ذرات نه‌تایهٔ مزونی ثابت می‌شود و درنتیجه انرژی پیوند

$$\lambda c^2=V-T$$

هم ثابت خواهد ماند. جرم دستگاه کوارك و پادکوارك، وبنابراین جرم مزون، عبارت خواهد بود از

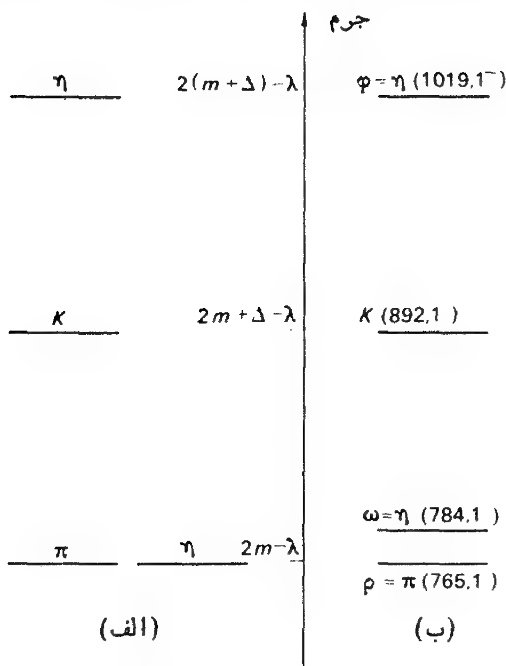
$$M=M_q+M_{\bar{q}}-\lambda \qquad (۱۰۵۶)$$



شکل ۱۰۵۶ نه‌تایهٔ مزونی ساخته شده ازکوارك و پادکوارك. a و b دارای جرم m و c دارای جرم $m+\Delta$ است.

حالتهای یك نه‌تایه همراه با جرمهایشان درشکل ۱.۵۶ نموده شده است. حالتهای bc و ac که ازجمع کردن ایزوسپین ۱/۲ a و b باایزوسپین صفر c به‌دست آمده‌اند، دارای ایزوسپین $I=۱/۲$ بوده و بنابراین دارای اعداد کوانتومی مربوط به کائونها هستند. به‌طور مشابهی $c\bar{a}$ و $c\bar{b}$ دوتایهٔ ایزوسپینی K^- و $\overline{K^0}$ هستند. $c\bar{c}$ ایزوسپین $I=۰$ دارد، زیرا برای c و $\bar{c}$ هر دو $I=۰$ است. ترکیب دو دوتایهٔ ایزوسپینی a، b و $\bar{a}$، $\bar{b}$ ایزوسپینهای $I=۰$ و $I=۱$ را می‌دهد. $a\bar{b}$ و $b\bar{a}$ حالتهای $I=۱$ هستند که به‌ترتیب درآنها $I_۳=+۱$ و $I_۳=-۱$ می‌شود. ازترکیب $a\bar{a}$ و $b\bar{b}$ دوترکیب خطی متعامد، یکی با $I=۰$ ودیگری با $I=۱$، به‌وجود خواهد آمد.

براساس این الگوی ساده، درداخل هرنه‌تایهٔ مزونی می‌توان نمونهٔ جرمهای نموده شده درشکل ۲.۵۶ الف را انتظارداشت. جرمهای مشاهده شده برای مزونهای ۱^- که در شکل ۲.۵۶ ب نموده شده‌اند، درحدودی که می‌توان ازیك چنین الگوی تقریبی انتظار داشت، درتوافق خوبی با نتایج پیش‌بینی شده هستند. اما جرمهای مشاهده شده برای



شکل ۲.۵۶ (الف) نمونهٔ جرمهای چشمداشتی برای یك نه‌تایهٔ مزونی. (ب) جرمهای نه تایهٔ مزونهای ۱^-. مقیاس طوری انتخاب شده است که $\rho=\pi(۷۶۵,۱^-)$ و $K(۸۹۲,۱^-)$ درمحلهای پیش‌بینی شده قرار گیرند.

مزونهای 0^-، همچنان که ازجدول ۳.۵۱ پیداست، آشکارا بااین‌نمونه نمی‌خوانند. ولی‌در نه‌تایه دوحالت $I=0$، $Y=0$ وجود دارد و ذرات η مشاهده شده می‌توانند برهم‌نهشی ازاین دوحالت باشند، یعنی‌ممکن است اختلاطی‌ازدوحالت $I=0$ موجود باشد. حالتهای $I=1$ و $I=1/2$ هیچکدام دارای حالتهای قابل‌ترکیب نیستند، و بانوشتن جرم حالت I به‌صورت M^I این الگو پیش‌بینی می‌کند که

$$M_{1/2}-M_1=\Delta$$

بنابراین $M_{1/2}-M_1$ برای هرچند تایهٔ مزونی می‌باید یکسان و مستقل از ایزوسپین و پاریته باشد.

۵۷. شکاف جرمی در باریونها

درابتدا می‌کوشیم که شکاف جرمی دریك چندتایهٔ باریونی را به‌همان طریقی‌که دربخش قبل برای مزونهاعمل‌کردیم، ودرآن شکاف‌جرمی را تماماً به‌خاطراختلاف جرم‌کوارکها گرفتیم، توضیح‌دهیم. ولی‌همچنان‌که خواهیم‌دید، این‌کوشش به‌طور کامل موفقیت‌آمیز نخواهد بود.

حالتهای مختلف سه‌کوارك درشکل ۱.۵۷ نموده شده‌است. اگرانرژی پیوند در داخل یك چندتایه ثابت باشد، جرم باریون توسط رابطهٔ زیرداده خواهد شد

$$M=\sum m_i+\lambda c^2 \qquad (1.57)$$

که درآن λ به‌اسپین وپاریتهٔ چندتایه بستگی خواهد داشت. $\sum m_i$ مجموع جرمهای سه کوارك است. این الگو فاصلهٔ مساوی موجود بین جرمهای ده‌تایهٔ باریونی $J^P=3/2^+$ را توضیح می‌دهد (شکل۲.۴۹)، ولی‌پیش‌گویی‌می‌کند که جرم ذرات Λ و Σ موجود در هشت‌تایه می‌باید یکسان باشند. این‌موضوع باجرمهای مشاهده شده برای باریونهای $J^P=1/2^+$ ناسازگار است

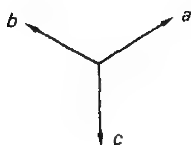
$$M_\Lambda=1116 \quad \text{MeV}$$

$$M_\Sigma=1193 \quad \text{MeV}$$

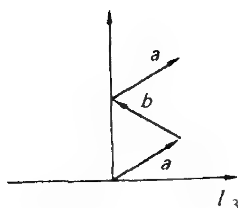
برای به‌دست‌آوردن نتایج بهتربایدشکست عمومیتری ازتقارن را درنظرگرفت‌که دراین صورت، آنچنان‌که دربخش بعدی خواهیم‌دید، فرمول جرمی گلمن-اکوبو به‌دست می‌آید.

تا به‌حال تاحدی‌که مطالعهٔ فیزیك ذرات با استفاده از ملاحظات فوق‌العاده ساده امکان‌پذیربود، پیش‌آمدیم. برای جلوتررفتن به‌مقداری‌کارهای پیچیده‌ترنیاز است. بنابر-این برای خواننده‌ای که مطالب گفته شده‌کفایت‌می‌کند، اینجامحل مناسبی برای مراجعه به فصل آخر است.

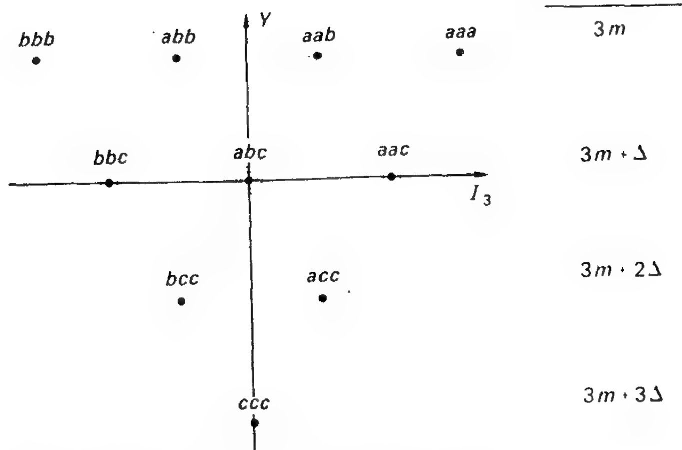
(الف)



(ب)



جمع جرم کوارکها
Σm_i



شکل ۱۰۵۷ ساختن باریونها ازسه کوارك. (الف) سه کوارك رامی‌توان به صورت سه بردار در نمودار وزن ترسیم کرد. حالتهای باریونی‌را می‌توان بادر نظر گرفتن تمام ترکیبهای ممکن این‌سه بردارساخت. برای نمونه (ب) ترکیبی را نشان می‌دهد که حالت $Y=۱$، $I_۳=+۱/۲$ را به دست می‌دهد. (ج) تمام حالتهای حاصل از این طریق نشان داده شده‌اند.

۵۸. محاسبهٔ فرمول جرمی گلمن - اکوبو برای هشت‌تایه

به‌منظور تسهیل ریاضی هشت‌تایه‌ای را که توسط یك سه‌تایه ویك پاد سه‌تایه ساخته شده‌است، در نظر می‌گیریم

$$۳ \otimes \bar{۳} = ۸ \oplus ۱ \qquad (۱۰۵۸)$$

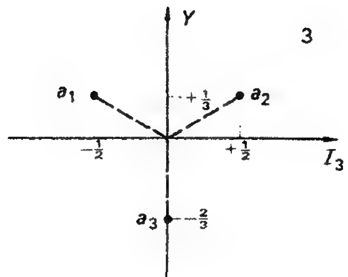
سه‌تایه و پاد سه‌تایهٔ نموده شده در شکل ۱.۵۸ را نه به‌عنوان کوارك، بلکه فقط به‌صورت یك ابزار ریاضی مناسب درنظرمی گیریم.

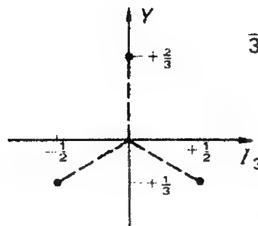
حالت $\bar{3}\otimes 3$ با قراردادن نمودار $\bar{3}$ روی هرحالت ازنمودار ۳ به‌سهولت تصویر می‌شود، و نتایج حاصله درشکل ۲.۵۸ نموده شده‌است.

a_1 و a_2 باهم‌وهمچنین $\bar{a}_1$ و $\bar{a}_2$ باهم یك‌دوتایهٔ ایزوسپینی، $I=1/2$، تشکیل‌می‌دهند. $a_2\bar{a}_1$ و $a_1\bar{a}_2$ دوحالت ازیك‌سه‌تایهٔ ایزوسپینی $I=1$ هستند. دراینجا همان علائمی‌راکه برای حالت به‌کارمی‌بریم برای تابع حالت‌هم به‌کارمی گیریم. عضوسوم سه‌تایهٔ $I=1$ با $I_3=0$، ترکیب متقارن دو دوتایهٔ $I=1/2$ است، یعنی

$$\frac{1}{\sqrt{2}}(a_2\bar{a}_2+a_1\bar{a}_1) \qquad (۲.۵۸)$$

می‌توان یك اسپین U چنان معرفی کردکه (مانندشکل ۲.۵۸) محور U_3 آن بامحور I_3 زاویهٔ ۱۲۰ درجه بسازد، وحالتهارا درچندتایه‌های این اسپین U مرتب کرد. درنتیجه a_1 و a_2 یك دوتایهٔ اسپین U با $U=1/2$، و a_3 یك تك‌تایهٔ اسپین U با $U=0$ خواهدبود. تقارن سه‌لایه‌ای نمودارهای وزن تعریف سه‌اسپین به‌نامهای اسپین U، اسپین I واسپین V با





شکل ۱.۵۸ سه‌تایه و پادسه‌تایه. دقت کنیدکه $a_1a_2a_3$ کوارك نیستند.

محورهای $U_۳$، $I_۳$، و $V_۳$ درزاویهٔ ۱۲۰ درجه‌نسبت به‌یکدیگررا مجازمی‌شمارد. امااستفاده از اسپین V هیچ مزیتی نسبت به اینکه فقط از اسپین I و اسپین U استفاده شود نـدارد. دقت‌کنید که اسپین U واسپین V، همچون اسپین I، هیچ ارتباطی با تکانهٔ زاویـه‌ای ویـا اسپین ندارند و فقط شیوه‌هایی مناسب برای عملیات ریاضی مربوط به چندتایه‌هـا هستند (برای توضیح کاملتری ازاستفاده اسپین U به لیپکین ۱۹۶۶ مراجعه کنید).

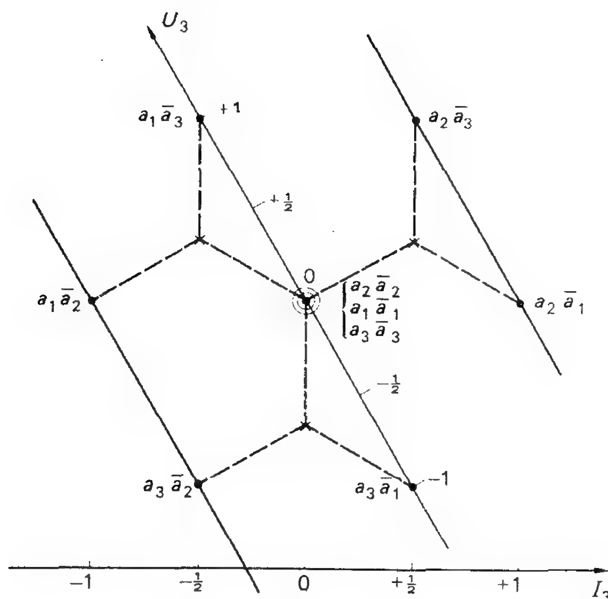
به‌همان طریقی که دربالا سه‌تایهٔ $I = ۱$ را ازجمع دواسپین I بامقادیر ۱/۲ بـه‌دست آوردیم، می‌توانیم سه‌تایهٔ اسپین U راهم ازجمع دواسپین U بامقادیر ۱/۲ به‌دست آوردیم.

$$a_۱ \bar{a}_۳ \qquad U_۳ = +۱$$

$$\frac{۱}{\sqrt{۲}}\left(a_۱\bar{a}_۱ + a_۲\bar{a}_۳\right) \qquad U_۳ = ۰ \qquad (۳.۵۸)$$

$$a_۲\bar{a}_۱ \qquad U_۳ = -۱$$

این‌سه‌تایهٔ اسپین U هم بخشی ازهشت‌تایهٔ $SU(۳)$ است. اماحالت $U = ۱$، $U_۳ = ۰$ برحالت $I = ۱$، $I_۳ = ۰$ معادلهٔ (۲.۵۸)، که‌آن‌را به‌علت اینکه مقادیر دقیق I و $I_۳$ ذرات مشاهـده شده به‌عنوان حالت فیزیکی انتخاب می‌کنیم، عمودنیست. چون بعضی ازحالتها با اسپین U



شکل ۲.۵۸ ساختن $\bar{۳} \otimes ۳$.

معین، ترکیب خطی حالتهایی با اسپینهای I متفاوت هستند، اسپین U مربوط به حالت ذرات مشاهده شده همیشه خوب نیست. یعنی اینکه ذرات مشاهده شده، اگرچه دارای مقادیر معینی از $U_۳$ هستند، همیشه مقدارهای معینی از U نخواهند داشت.

راحت است که باحالتهای متعامد کار کنیم، وبنابراین به آن قسمتی ازحالت $U=۱$، $U_۳=۰$

$$|U=۱\ ,U_۳=۰>$$

نیازداریم که عمود برحالت $I=۱$، $I_۳=۰$

$$|I=۱\ ,I_۳=۰>$$

باشد. یعنی به قسمت زیر نیازمندیم

$$|U=۱,U_۳=۰>-<I=۱,I_۳=۰|U=۱,\ U_۳=۰>|\ I=۱,\ \ I_۳=۰> \quad (۴.۵۸)$$

حال

$$<I=۱,\ I_۳=۰|U=۱,U_۳=۰>=\frac{۱}{۲}<(a_۲\bar{a}_۲+a_۱\bar{a}_۱)|(a_۱\bar{a}_۱+a_۳\bar{a}_۳)>$$
$$=\frac{۱}{۲} \quad (۵.۵۸)$$

زیرا

$$<a_i\bar{a}_j|a_k\bar{a}_l>=<a_i|a_k>\ <\bar{a}_j|\bar{a}_l>$$
$$=\delta_{ik}\ \delta_{jl} \quad (۶.۵۸)$$

ازآنجاکه سه‌تایهٔ $a_۱a_۲a_۳$ و پادسه‌تایهٔ $\bar{a}_۱\bar{a}_۲\bar{a}_۳$ مستقل ازیکدیگرند، دراینجا $\bar{a}_i$ هیچ ارتباطی با a_i ندارد.

عبارت (۴.۵۸) را می‌توان به‌صورت زیرنوشت

$$\frac{۱}{\sqrt{۲}}(a_۱\bar{a}_۱+a_۳\bar{a}_۳)-\frac{۱}{۲\sqrt{۲}}(a_۲\bar{a}_۲+a_۱\bar{a}_۱)=\frac{۱}{۲\sqrt{۲}}(a_۱\bar{a}_۱-a_۲\bar{a}_۲+۲a_۳\bar{a}_۳) \quad (۷.۵۸)$$

این حالت دارای $I=۰$ است، چون هم برای

$$a_۳\bar{a}_۳$$

وهم برای

$$\frac{۱}{\sqrt{۲}}(a_۱\bar{a}_۱-a_۲\bar{a}_۲)$$

$I=0$ است، اولی به این‌خاطر که ترکیبی ازدوحالت با $I=0$ است ودومی به‌این علت که ترکیب پاد متقارن دوحالت $I=1/2$ است. رابطهٔ (۷.۵۸) پس از بهنجارشدن به صورت زیردرمی آید

$$|I=0\rangle=\frac{1}{\sqrt{6}}(a_1\bar{a}_1-a_2\bar{a}_2+2a_3\bar{a}_3) \qquad (8.58)$$

چون درشکل ۲.۵۸ سه‌حالت با $I_3=0$، $Y=0$ وجود دارند، حالت دیگری هم با $I=0$ وجود داردکه تک‌تایهٔ $SU(3)$ است و برای مسئلهٔ شکاف جرمی‌اهمیتی ندارد.

می‌توانیم بنویسیم

$$|U=1,U_3=0\rangle=\langle I=0|U=1,U_3=0\rangle|I=0\rangle$$
$$+\langle I=1,I_3=0|U=1,U_3=0\rangle|I=1,I_3=0\rangle \qquad (9.58)$$

حال

$$\langle I=0|\;U=1,U_3=0\rangle=\frac{1}{\sqrt{12}}\langle(a_1\bar{a}_1-a_2\bar{a}_2+2a_3\bar{a}_3)|(a_1\bar{a}_1+a_3\bar{a}_3)\rangle$$
$$=\frac{\sqrt{3}}{2} \qquad (10.58)$$

با جایگزین کردن معادلات (۱۰.۵۸) و(۵.۵۸) درمعادلهٔ (۹.۵۸) بدست‌می آوریم

$$|U=1,U_3=0\rangle=\frac{\sqrt{3}}{2}|I=0\rangle+\frac{1}{2}|I=1,I_3=0\rangle \qquad (11.58)$$

برای محاسبهٔ جرمها، شکسته شدن تقارن رابه‌صورتی‌ساده فرض می کنیم، به‌طوری که جرم درهرچندتایهٔ اسپین U به صورت زیر باشد

$$M=M_0+\alpha U_3 \qquad (12.58)$$

با درنظر گرفتن سه‌تایهٔ اسپین U، آنچنان‌که درشکل ۳.۵۸ نموده شده است، داریم

$$\langle U_3=+1|M|U_3=+1\rangle=M_0+\alpha=M_N \qquad (13.58)$$

$$\langle U_3=-1|M|U_3=-1\rangle=M_0-\alpha=M_\Xi \qquad (14.58)$$

$$\langle U_3=0|M|U_3=0\rangle=M_0$$
$$=\left\{\frac{\sqrt{3}}{2}\langle I=0|+\frac{1}{2}\langle I=1,I_3=0|\right\}M\left\{\frac{\sqrt{3}}{2}|I=0\rangle+\frac{1}{2}|I=1,I_3=0\rangle\right\}$$

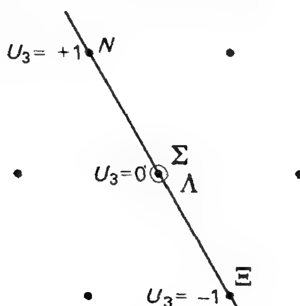
$$= \frac{۳}{۴} < I = ۰ | M | I = ۰ > + \frac{۱}{۴} < I = ۱, I_۳ = ۰ | M | I = ۱, I_۳ = ۰ >$$

$$= \frac{۳}{۴} M_\Lambda + \frac{۱}{۴} M_\Sigma \qquad (۱۵.۵۸)$$

از معادلات (۱۳.۵۸)، (۱۴.۵۸)، و (۱۵.۵۸) به‌دست می‌آید

$$M_N + M_\Xi = \frac{۱}{۲} (۳M_\Lambda + M_\Sigma)$$

که همان فرمول جرمی گلمن - اکوبو برای هشت‌تایهٔ باریونی‌است.



شکل ۳.۵۸ سه تایـهٔ اسپینی در هشت‌تایهٔ باریونی.

تمرین

۱. بااستفاده‌از آخرین اطلاعات‌داده‌شده درمجلهٔ *Review of Particle Properties* (به انتهای بخش ۴۱ مراجعه‌کنید) دقت فرمول جرمی گلمن-اکوبورا برای هشت تایه‌ها و ده تایه‌های باریونی تحقیق‌کنید (جدول ۱.۵۱).

مراجع

Adair, R. K. and H. Kasha, *Phys. Rev. Lett*, **23** (1969) 1355.

Antipov, Yu. M., N. K. Vishnevskiĭ, F. A. Ech, A. M. Zaĭtsev, I. I. Karpov, L. G. Landsberg, V. G. Lapshin, A. A. Lebedev, A. G. Morozov, Yu. D. Prokoshkin, Yu. V. Rodnov, V. G. Rybakov, V. I. Rykalin ,V. A. Sen'ko, B. A. Utochkin and V. P. Khromov, *Sov. J. Nucl. Phys,* **10** (1970a) 199. Translation of *Yadernaya Fizika*, **10** (1969) 346.

Antipov, Yu. M., V. N. Bolotov, N. K. Vishnevskiǐ, M. I. Devishev, M. N. Devisheva, F. A. Ech, A. M. Zaǐtsev, V. V. Isakov, I. I. Karpov, V. A. Krendelev, L. G. Landsberg, V. G. Lapshin, A. A. Lebedev, A. G. Morozov, Yu. D. Prokoshkin, V. G. Rybakov, V. I. Rykalin, A. V. Samoǐlov, V. A. Sen'ko and Yu. S. Khodyrev, *Sov. J. Nucl. Phys*, **10** (1970b)561. Translation of *Yadernaya Fizika*,**10** (1969)976.

Cairns, I., C. B. A. Mc Cusker, L. J. Peak and R. L. S. Woolcott, *Phys. Rev*, **186** (1969) 1394.

Chew, G. F., M. Gell-Mann and A. H. Rosenfeld, 'Strongly interacting particles' ,*Sci. Am* , February 1964. (Also available as reprint 296, Freeman, San Francisco.)

Clark, A. F., R. D. Ernst, H. F. Finn, G. G. Griffen, N. E. Hansen, D. E. Smith and W. M. Powell, *Phys. Rev. Lett*, **27** (1971) 51.

Gell-Mann, M., *Phys. Lett*, **8** (1964) 214. Also contained in GellMann and Ne'eman (1964) and Kokkedee (1969).

Gell-Mann, M. and Y, Ne'eman, *The Eightfold Way*, 1964. Benjamin, New York.

Joyce, J., *Finnegan's Wake*, 1939. Viking Press, New York, p. 383.

Kokkedee, J. J. J., *The Quark Model*, 1969. Benjamin, New York.

Lichtenberg, D. B., *Unitary Symmetry and Elementary Particles*, 1970. Academic Press, New York.

Lipkin, H. J., *Lie Groups for Pedestrians*, 2nd edition, 1966. North-Holland, Amsterdam.

Mc Cusker, C. B. A. and I. Cairns, *Phys. Rev. Lett*, **23** (1969) 658.

Morpurgo, G., *Ann. Rev. Nucl. Sci*, **20** (1970) 105.

Söding, P., J. Bartels, A. Barbaro-Galtieri, J. E. Enstrom, T. A. Lasinski, A. Rittenberg, A. H. Rosenfeld, T.G. Trippe, N. Barash-Schmidt, C. Bricman, V. Chaloupka, and M. Roos. *Phys. Lett*, **39B** (1972) No. 1.

Weyl, H., *Symmetry*, 1952. Princeton University Press.

Zweig, G., 'Symmetries in Elementary Particle Physics' ,1965. 1964 International School of Physics *Ettore Majorana* edited by A. Zichichi. Academic Press, New York, p. 192.

۱۲

قطبهای رگه

۵۹. قطبهای رگه

یکی‌از ایده‌های مهم‌فیزیك ذرات ایدهٔ قطبهای رگـه است. قطبهای رگه توسط رگــه در سال۱۹۵۹ درجریان مطالعهٔ خواص تحلیلی دامنه پراکندگی ذرات پراکنده تــوسط یــك پتانسیل، با استفاده ازمعادلهٔ شرودینگر، به‌دست آمدند. مطالعهٔ خواص تحلیلی دامنه‌هـای پراکندگی برای تمام شاخه‌های فیزیك نظری، به‌خصوص درفیزیك ذرات کـه بـرای‌آن نظریهٔ دینامیکی‌کاملی‌نداریم، دارای اهمیت است.

پراکندگی ذرهٔ بدون اسپین باتکانهٔ اولیهٔ $\hbar k$ وانرژی اولیهٔ

$$E=\hbar^{۲}k^{۲}/۲m$$

توسط پتانسیلی باتقارن‌کروی را با استفاده از مکانیك‌کوانتومی نانسبیتی در نظربگیرید، دامنهٔ پراکندگی را می‌توان به صورت زیرنوشت (ساکسون،۱۹۶۸)

$$f(k,\theta)=\sum_{l=0}^{\infty}(۲l+۱)f_l(k)P_l(\cos\theta) \qquad (۱.۵۹)$$

که درآن $f_l(k)$ دامنهٔ پراکندگی ذره‌ای‌است‌که دارای تکانهٔ زاویه‌ای‌مداری $l\hbar$ است. θ زاویهٔ پراکندگی است.

برای‌پراکندگیهای واقعاًموجود تنهادرناحیهٔ فیزیکی،یعنی به‌ازای k حقیقی ومثبت دامنهٔ $f_l(k)$ مورد نیاز است. ولی بامطالعهٔ $f_l(k)$ به‌صورت تابعی از k برای مقدارهای غیرفیزیکی و از جمله مقادیر مختلط k می‌توان مطـالب فراوانی بـه‌دست آورد. در نیمهٔ بـالای صفحهٔ مختلط k ، به‌جز برای قطبها و بریدگیهای محور موهومی ، $f_l(k)$ تابعی تحلیلی از k است.

رگه درسال ۱۹۵۹ نشان داد که ممکن است تابعی از دومتغیر مختلط l و k

$$F(l,k)$$

چنان تعریف کرد که $F(l,k)$ برای lهای درست غیرمنفی بر $f_l(k)$ منطبق شود و برای $\text{Re}\, l > -1/2$، به‌جز برای قطبهای بالا یا روی محور حقیقی، تابعی تحلیلی از l باشد. این قطبهای موجود در صفحهٔ مختلط تکانهٔ زاویه‌ای را قطبهای رگه می‌نامند. محل قطبها تابعی تحلیلی از انرژی E است

$$l = \alpha_i(E),\ i = 1, 2, 3 \ldots$$

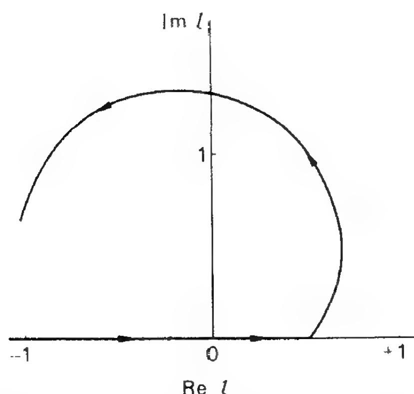
بنابراین همچنان‌که انرژی تغییرمی‌کند، هرقطب رگه مسیری درصفحهٔ مختلط l طی خواهد کرد.

برای $E < 0$، به‌ازای هرانرژی‌که‌در آن $\alpha_i(E)$ ازیك مقدار درست غیرمنفی بگذرد یك حالت مقید وجود خواهد داشت. برای $E > 0$ حالت مقیدی وجود ندارد، ولی مسیر رگه ممکن است برای مقدارهایی از E، ازنزدیکی یك عدد درست غیرمنفی عبورکند، یعنی

$$\alpha_i(E) = n + i\beta$$

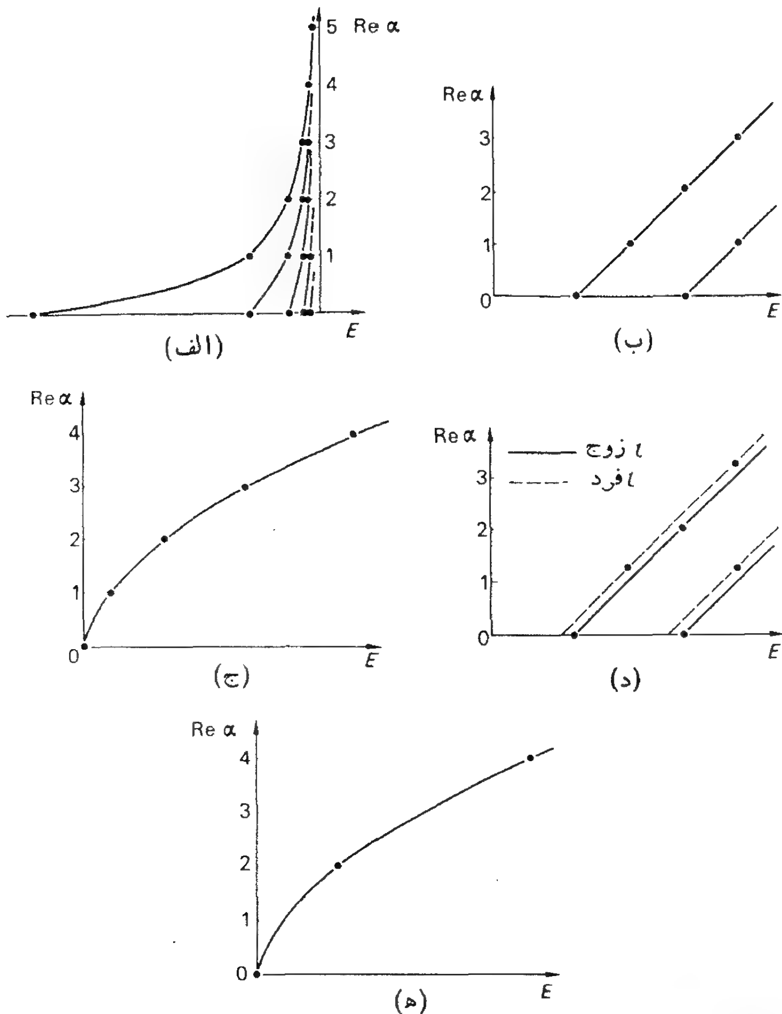
باشد، که در آن n یك‌عدد درست غیرمنفی، و β عددی حقیقی ومثبت‌است. این‌وضع‌متناظر باتشدید پراکندگی درانرژی E باتکانهٔ زاویه‌ای $n\hbar$ است، و β به‌پهنای تشدید مربوط می‌شود. هرچه مسیربه محورحقیقی نزدیکتر باشد، تشدید باریکتر است.

شکل ۱.۵۹ نمونه‌ای ازیك مسیررگه رانشان می‌دهد. برای E منفی، قطب رگه در امتداد محورحقیقی l حرکت می‌کند، وبرای $l = 0$ درانرژی حالت مقید قرارمی‌گیرد. در $E = 0$ قطب رگه محورحقیقی‌را ترك‌کرده وبه طرف نیمهٔ بالای صفحهٔ مختلط l حرکت



شکل ۱.۵۹ مسیررگه. پیکان جهتی راکه درآن قطب رگه با افزایش انرژی حرکت می‌کند، نشان می‌دهد. مثالی‌ازاحمدزاده وهمکاران (۱۹۶۳).

می کنند. چندین مثال ازمسیرهای رگه برای پتانسیل یوکاوا توسط احمدزاده، بورك و تات (۱۹۶۳) محاسبه شده‌اند، و تعدادی ازاین نمونه‌ها همچنین توسط اومنز و فروسارت



شکل ۲.۵۹ مسیرهای رگه برای (الف) پتانسیل کولنی، (ب) پتانسیل نوسانگر هماهنگ، (ج) ترازهای چرخندهٔ سخت، (د) اثر نیروهای تبادلی بر پتانسیل نوسانگرهماهنگ، (ه) ترازهای دورانی یك مولکول دواتمی هم-هسته باهسته‌های حاوی اسپین صفر. حالتهای فیزیکی درانرژیهایی که برای آنها Re α یك عدد درست زوج غیرمنفی است، رخ می‌دهند.

(۱۹۶۳) ارائه شده‌اند.

تشدیدها و حالتهای مقید را می‌توان با ترسیم $\mathrm{Re}\,\alpha$ به‌صورت تابعی از E در گروههایی مشاهده کرد. این چنین طرحهایی برای پتانسیلهای کولنی و نوسانگر هماهنگ در شکلهای ۲.۵۹ الف و ۲.۵۹ ب و برای سطوح انرژی چرخنده‌ای سخت در شکل ۲.۵۹ ج نموده شده‌اند.

۶۰ . نیروهای تبادلی

با استفادهٔ مجدد از مکانیک کوانتومی نانسبیتی پراکندگی ذرهٔ بدون اسپین را توسط ذره‌ای دیگر، وقتی که برهم‌کنش بین دو ذره را بتوان توسط یك پتانسیل توصیف کرد، درنظر می‌گیریم. این مسئله، با جدا کردن حرکت مرکز جرم، به حرکت ذره‌ای با جرم کاهش یافته دریك پتانسیل معین تبدیل می‌شود که می‌توان ملاحظات بخش قبلی را برای آن به‌کار گرفت.

اثر نیروهای تبادلی درکاربردهای مربوط به فیزیك ذرات، ازجمله موارد مهمی است که می‌تواند توسط نظریه‌ای نانسبیتی توصیف شود. نیروهای معمولی (غیرتبادلی) را می‌توان درنظریهٔ شرودینگر با یك عملگر پتانسیل $\widehat{V}$ نمایش داد

$$\widehat{V}\,\psi(\mathbf{r}_1,\mathbf{r}_2)=V(|\mathbf{r}_1-\mathbf{r}_2|)\,\psi(\mathbf{r}_1,\mathbf{r}_2)$$

که درآن $V(|\mathbf{r}_1-\mathbf{r}_2|)$ همان پتانسیل است. نیروی تبادلی با یك عملگر $\widehat{V}_e$، که ذرات را هم تعویض می‌کند، نمایش داده می‌شود

$$\widehat{V}_e\psi(\mathbf{r}_1,\mathbf{r}_2)=V_e(|\mathbf{r}_1-\mathbf{r}_2|)\,\psi(\mathbf{r}_2,\mathbf{r}_1)$$

از آنجا که داریم

$$\psi(\mathbf{r}_2,\mathbf{r}_1)=(-1)^l\psi(\mathbf{r}_1,\mathbf{r}_2)$$

که درآن $\hbar l$ تکانهٔ زاویه‌ای حول مرکز جرم است، اثر نیروهای تبادلی این است که یك پتانسیل مؤثر برای l-های زوج

$$V+V_e$$

و یك پتانسیل مؤثر برای l-های فرد

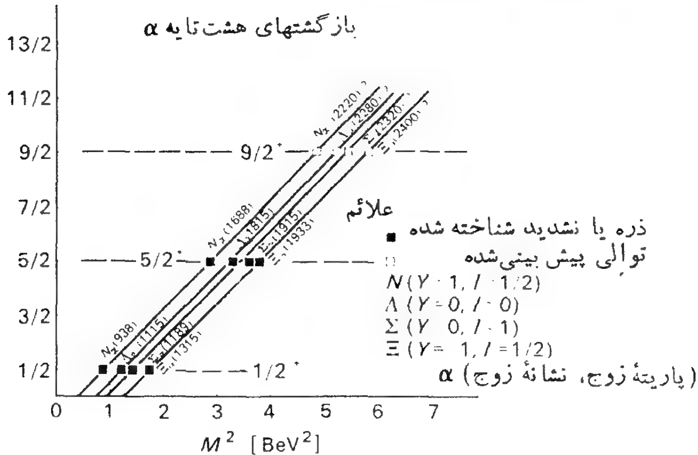
$$V-V_e$$

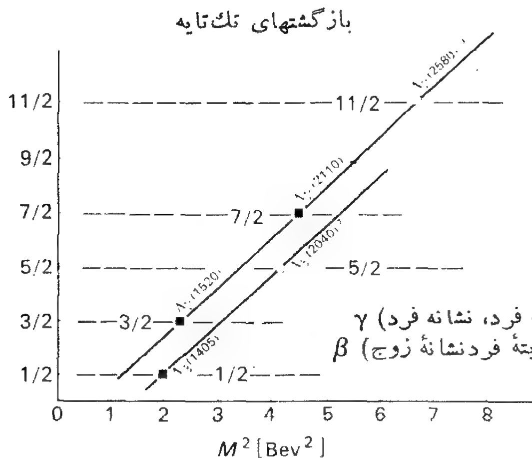
به وجود آورد. بنابراین مسیرهای رگه جداگانه‌ای برای l-های زوج و فرد وجود خواهد داشت. درمثالی که در شکل ۲.۵۹ د نموده شده‌است هم V و هم V_e به‌صورت پتانسیل نوسانگر هماهنگ درنظر بوده‌اند. هرحالت درفواصل تکانهٔ زاویه‌ای ۲ ازیکدیگر رخ می‌دهند.

پدیدهٔ مشابهی، ولی باعلتی متفاوت (لانداؤ، ۱۹۵۸)، درطیف دورانی مولکولهای دواتمی رخ می‌دهد (هالیدی، ۱۹۵۰؛ هرزبرگ، ۱۹۳۹)، که درآن مجموعه‌های متفاوتی ازحالتهای دورانی برطبق اینکه اسپین J فرد یا زوج باشد به‌وجود می‌آید. برای نمونه،

اگرهسته های مولکول دارای اسپین صفر باشند، ازآماربوز تبعیت خواهند کرد وتابع‌موج کل باید نسبت به تعویض دوهسته متقارن باشد، و (بافرض حالت معمولی‌تابع موج متقارن برای الکترون) فقط حالتهایی با J زوج می‌توانند وجود داشته باشند، همچنان‌که در شکل ۲.۵۹ ﻫ نموده شده‌است.

برای تمیزدادن انواع مختلف مسیرهای رگه یك عددکوانتومی τ به‌نام نشانه معرفی





شکل ۱.۶۱ نمودارهای باریونی چو- فراتشی برای بازگشتهای رگه که طبق چندتایه های ۱، ۸، و ۱۰ گروه $SU(3)$ رده‌بندی شده‌اند.

می‌کنند. τ برای بوزونها به صورت

$$\tau = (-1)^{J}$$

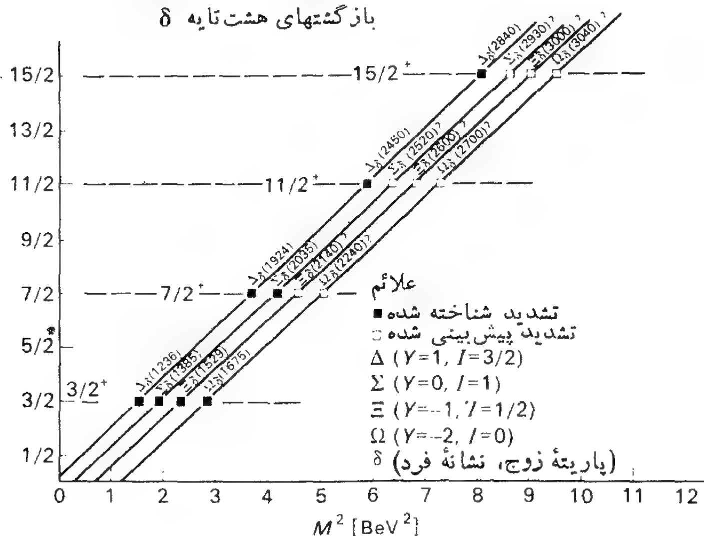
و برای فرمیونها به صورت

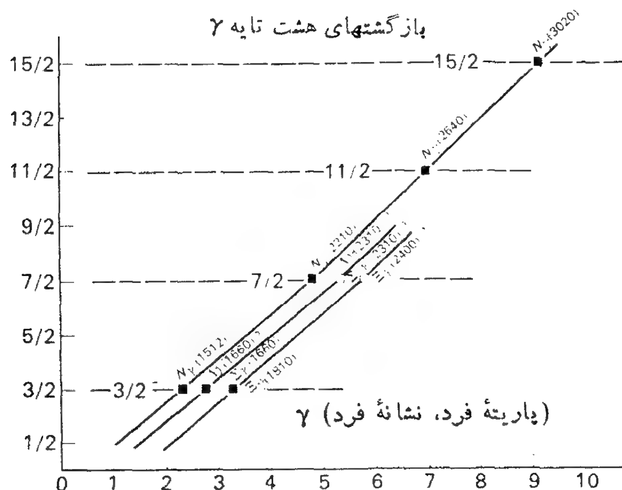
$$\tau = (-1)^{J-\frac{1}{2}}$$

تعریف می‌شود.

۶۱. کاربرد مسیرهای رگه در فیزیک ذرات

گرچه نظریهٔ کاملی ازمکانیک کوانتومی نسبیتی وجودندارد، ولی‌می‌توان تصورکردکه رسم





مسیرهای رگه برای ذرات حاوی برهم‌کنش قوی میسرباشد. ذراتی که روی‌یك مسیر رگه قرار می‌گیرند، همه باید دارای اعدادکوانتومی‌درونی یکسان باشند، اعدادی ازقبیل فوق بار، ایزوسپین وغیره. مزونها می‌باید برمسیرهایی بامقادیر فیزیکی J که همگی یازوج ویا فرد هستند قرارگیرند، بنابراین بازگشتهای رگه برحسب J درفواصل ۲ ازیکدیگررخ خواهند داد.

برای باریونها، که دارای اسپین نیم درست فرد هستند، مسیرهایی با مقادیر فیزیکی J که نیم درست فرد وبه فواصل ۲ ازیکدیگر باشند، انتظارمی‌رود. با درنظرگرفتن پاریته ونشانه باهم، چهارنوع مسیررگه انتظار می‌رودکه به‌صورت زیربا α، β، γ، و δ مشخص می‌شوند

$$\alpha.\ \tau=+۱\quad J^{P}=\frac{۱^{+}}{۲},\ \frac{۵^{+}}{۲},\ \frac{۹^{+}}{۲},\ \dots$$

$$\beta.\ \tau=+۱\quad J^{P}=\frac{۱^{-}}{۲},\ \frac{۵^{-}}{۲},\ \frac{۹^{-}}{۲},\ \dots$$

$$\gamma.\ \tau=-۱\quad J^{P}=\frac{۳^{-}}{۲},\ \frac{۷^{-}}{۲},\ \frac{۱۱^{-}}{۲},\ \dots$$

$$\delta.\ \tau=-۱\quad J^{P}=\frac{۳^{+}}{۲},\ \frac{۷^{+}}{۲},\ \frac{۱۱^{+}}{۲},\ \dots$$

تثبیت شده‌ترین مسیررگه برای هادرونها به تشدید $I=۳/۲$ مربوط می‌شودکه در پراکندگی مزون-نوکلئون صورت می‌گیرد، یعنی Δ هاکه برای‌آنها اسپین برحسب مربع جرم درشکل ۱.۶۱ نموده شده است. چنین نموداری را نمودار چو-فراتشی می‌نامند (چو، ۱۹۶۱و۱۹۶۲). گرچه انتظار می‌رفت‌که نمودار چو-فراتشی منحنی هموار باشد، ولی‌دلیلی وجود نداشت‌که چنین خط مستقیمی نتیجه شود، وهنوزهم‌توضیح رضایت‌بخشی براینکه چرا باید باتقریب بسیارخوبی

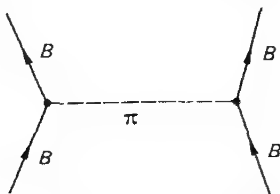
$$M^{۲}\propto {}^{l}J$$

باشد،ارائه نشده‌است. چون $\Delta(J^{P}=۳/۲^{+})$ جزئی‌ازیك ده تایهٔ $SU(۳)$ است، انتظار می‌رودکه بازگشتهای رگه هم اجزائی ازده‌تایه‌های $SU(۳)$ باشند. ازدیگراعضای ده‌تایهٔ $J^{P}=۳/۲^{+}$، فقط یك باز گشت رگه برای Σ به‌طور قطعی اثبات شده‌است. مسیرهای رگه مورد انتظار برای باریونهای ده‌تایه درشکل ۱.۶۱ نموده شده‌اند.

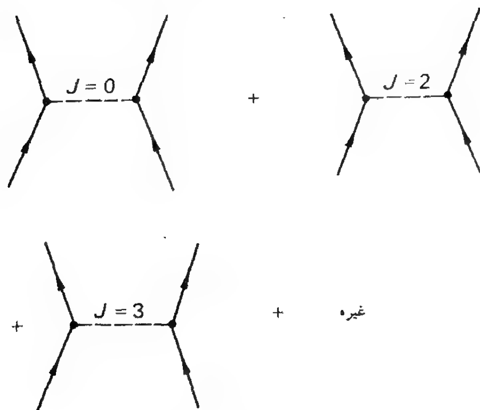
رده بندی مشروحی ازباریونها، با ۱۰ استفاده ازقطبهای رگه و $SU(۳)$، توسط بارگروکلین (بارگر، a۱۹۶۷ و b؛ ۱۹۶۸) صورت گرفته است‌که درشکل ۱.۶۱ نموده شده‌است.

رده‌بندی ذرات با استفاده ازمسیرهای رگه، به‌اندازه‌ای‌که برای‌باریونها مفیدبوده، برای مزونهامفیدنیست. شواهد مربوط به مسیرهای‌رگه برای مزونها بیشترغیرمستقیم است، واساساً از تحلیل‌پراکندگی درانرژیهای بالا به‌دست می‌آید.

نیروی بین دوباریون معمولا به تبادل مزونهای مجازی بین دو باریـون نسبت داده می‌شود. طرح این موضوع درشکل ۲.۶۱ نموده شده است، که در آن مزون تبادلی یـك مزون π درنظرگرفته شده‌است. اگرمزون تبادلی‌روی یك مسیررگه قرار گیرد، آنگاه هریك ازبازگشتهای رگه مربوط به مزون می‌تواند به صورت یك ذرهٔ مجازی بین‌باریونها مبادله شود، همچنان که‌درشکل ۳.۶۱ برای تبادل زنجیره‌ای ازپیونهای بااسپینهای ۰،۲،۴،وغیره نموده‌شده‌است. استفاده‌ازصورتبندی قطبهای‌رگه‌برای دامنهٔ پراکندگی، اثرتبادل‌رادرهریك از اعضای مجزای زنجیرهٔ مزونهادرفرایند پراکندگی‌مجسم می‌سازد (بارگر وکلین، ۱۹۶۹ به‌خصوص صفحهٔ ۴۱). امید می‌رفت که برهـم کنش بین هادرونها در انرژیهای بـالا را بتوان برحسب تبادل تعدادکمی ازمسیرهای رگه توصیف کرد، به‌طوری که با هرمسیررگه یك هادرون شناخته‌شده همراه باشد. اگرچه نشانه‌های امیدوارکننده‌ای وجود داشته‌اند، ولی این آرزو هنوز تحقق‌نیافته است، وبه علاوه مدارکی‌دردست است که دلالت بروجود توصیف مناسبتردیگری ازبرهم‌کنشهای هادرونی درانرژیهای بالا می‌کنند.



شکل ۲.۶۱ نمودارطرح وارهٔ تبادل مزون π بین دو باریون.



شکل ۳.۶۱ نمودارطرح وارهٔ تبادل مزون π و بازگشتهای رگه مربوط به‌آن بین دوباریون. صورتبندی قطب رگه اثرتبادل درتمامی اعضای زنجیرهٔ مزونها را مجسم می‌کند.

مزونهای $I = ۱$ نیز، همچنان که از شکل ۶.۴۵ و تمرین ۵ فصل ۱۰ بـر می‌آید، نشانه‌هایی ازقرار گرفتن مزونها روی مسیرهای رگه به‌دست می‌دهند.

مسیرهای رگه مربوط به باریونها ومزونها همگی شیب یکسانی دارند، یعنی

$$\frac{dJ}{dM^{۲}} \simeq ۱\ (\mathrm{GeV})^{-۲}$$

۶۲. پیچیدگیها

اگرچه پراکندگی پتانسیلی در مکانیك کوانتومی نانسبیتی را می‌توان بـه‌طورساده‌ای بـا استفاده ازقطبهای رگه توضیح داد، ولی‌وضعیت درفیزیـك نسبیتی خیلی پیچیده‌تـر است (کولینز، ۱۹۶۸). درسال ۱۹۶۳ مندلستام نشان داد که درصفحهٔ مختلط J، علاوه برقطبهـا بریدگیهایی‌هم وجود دارند. همچنین نشان‌داده شده است که در نظریهٔ نسبیتی، نقطه‌های منفرد (تکینیهـا) درصفحهٔ مختلط J به صورت خـانوادگی رخ‌می‌دهند. به‌خصوص قطبهای رگه به‌صورت خانوادگی رخ می‌دهند، یعنی هرمسیر رگه بامسیرهای دخترهمراهی‌می‌شود. یك مسیرمادر در $\alpha_{\circ}\ (M^{۲} = \circ)$ دلالت‌بروجود مسیرهای دختردر $\alpha_{k}(\circ) = \alpha_{\circ}(\circ) - K$ می‌کند که درآن $K = ۱, ۲, \ldots$ است. نمونه‌هایی‌ازمسیرهای مادر و دختر توسط چونگ وسیندر (۱۹۶۷) محاسبه شده‌اند.

نظریهٔ قطبهـای رگه اثربزرگی برنظریهٔ ذرات حاوی برهم‌کنش قوی داشته‌است، به‌طوری‌که هم موفقیتهـا وهم شکستهای آن هـردو به پیشرفتهای بیشتری منجرشده‌انـد. متأسفانه مطالعهٔ بیشتر نظریـهٔ رگه به ریاضیاتی فراتراز دامنهٔ این کتاب نیازدارد. مطالب ارائه شده دراینجا براستفاده ازمسیرهای رگه برای رده‌بندی هادرونها متمرکز شده بود، که این نه‌فقط به‌علت ساده بودن این جنبه ازنظریهٔ رگه بود، بلکه همچنین بـه ایـن علت بود که این‌روش رده‌بندی هادرونها برای پیش‌بینی‌اسپین وجرم تقریبی‌تشدیدهاقابل‌استفاده است.ولی بیشترکارهای نظریهٔ رگهٔ مربوط به توصیف فرایند برخوردهـاست، که دراین زمینه الگوی قطب رگه نظریه‌ای با قدرت پیش‌گویی زیاد نیست.

اطلاعات مفصلتر دربارهٔکاربرد نظریـهٔ قطب رگـه درزمینه‌هـای رده بندی ذرات و پراکندگی درانرژیهای بالا را درمقالاتی‌که توسط هیت (۱۹۶۹)، بارگروکلین(۱۹۶۹) ارائه شده‌اند، می‌توان یافت. امکانات توسعهٔ بیشتراین‌نظریه توسط ونزیانو(۱۹۶۹) مرور شده‌است.

درخاتمه بایدگفت که نظریهٔ قطبهای رگه تابه‌حال مفیدبودنش‌را درفیزیك‌انرژیهای بالابه‌اثبات‌رسانده‌است، اگرچه‌به آن‌اندازه‌که درابتدا امید می‌رفت مفید وساده‌نبوده‌است.

تمرین

۱. با استفاده ازآخرین نتایج گروه داده‌های ذرات، درمجلهٔ مروری برخواص ذرات، ترسیم

امروزی شکل ۱.۶۱ را به‌دست‌آورید .

مراجع

Ahmadzadeh, A., P. G. Burke and C.Tate. *Phys. Rev*, **131** (1963) 1315.

Barger, V. and D. Cline, *Phys. Rev*, **155** (1967a) 1792.

Barger, V. and D. Cline, 'High energy scattering', *Sci. Am*, December 1967b.

Barger, V. *Rev. Mod. Phys*, **40** (1968) 129.

Barger, V. and D. Cline, *Phenomenological Theories of High Energy Scattering*, 1969. Benjamin, NewYork.

Chew, G. F. and S. C. Frautschi, *Phys. Rev. Lett*, **7** (1961) 394.

Chew, G. F. and S. C. Frautschi, *Phys.Rev. Lett*, **8** (1962) 41.

Chung, V. and D. R. Snider, *Phys.Rev*, **162** (1967) 1639.

Collins, P. D. B. and E. J. Squires, 'Regge poles in particle physics', *Springer Tracts in Modern Physics*, **45** (1968).

Halliday, D., *Introductory Nuclear Physics*, 1950. Wiley, New York, p.484

Herzberg ,G., *Molecular Spectra and Molecular Structurc I*, 1939.Prentice-Hall, New York.

Hite, G. E., *Rev. Mod. Phys*, **41** (1969) 669.

Landau, L. D. and E. M. Lifshitz, *Quantum Mechanics*, 1958. Pergamon, London, p. 293.

Leader, E. and M. R. Pennington, *Phys. Rev. Lett*, **27** (1971) 1325.

Mandelstam, S., *Nuovo Cimento*, **30** (1963) 1127 : 1148.

Omnés, R. and M. Froissart, *Mandelstam Theory and Regge Poles*, 1963. Benjamin, New York.

Regge, T., *Nuovo Cimento*, **14** (1959) 951.

Saxon, D. S., *Elementary Quantum Mechanics*, 1968. Holden-Day, San-Francisco.

Veneziano, G., *Physics Today*, **22** (1969) No. 9, September, p. 31.

۱۳

SU(۶)

۶۳. الگوی کوارك و SU(۶)

کوارکها هرکدام دارای اسپین ۱/۲ هستند. با درنظر گرفتن حالتهای اسپین، مجموعاً ۶ حالت کوارك وجود دارد

دوحالت اسپین × سه حالت SU(۳) = ۶ حالت

فرض یکسان بودن برهم کنش کوارکها برای تمام این حالتها منجر به تقارن ۶لایه‌ای می‌شود، که گروه آن‌را SU(۶) می‌نامند. SU(۶) گروه ماتریسهای یکانی ۶ × ۶ دارای اندازهٔ واحد است.

وضعیت SU(۶) درفیزیك هادرونها خیلی شبیه نظریهٔ فوق چندتایهٔ ویگنر در فیزیك هسته‌ای است، که گروه آن SU(۴) است. چهارحالت پایه درنظریهٔ فوق چندتایهٔ هسته‌ای همان حالتهای چهارگانهٔ نوکلئون با دوحالت اسپین برای هرپروتون و نوترون است. فرض استقلال بار و استقلال اسپین نیروهای هسته‌ای به ناوردایی تحت SU (۴) منجرمی‌شود. ازآنجاکه نیروهای هسته‌ای مستقل ازاسپین نیستند، تقارن SU(۴) فقط یك تقارن تقریبی است.

برای ترکیب یك کوارك و پادکوارك ۳۶ = ۶ × ۶ حالت ممکن مزونی، شامل مزونهای $^-$۰و$^-$۱ وجود دارد که می‌تواند به دوچندتایهٔ SU(۶)، یك تك‌تایه و یك چندتایهٔ ۳۵گانه، تقسیم شود. تك‌تایهٔ SU(۶) یك مزون $^-$۰ است. چندتایهٔ ۳۵مزونی SU(۶) را می‌توان به‌صورت یك هشت‌تایهٔ SU(۳) ازمزونهای با اسپین$^-$۰ (۸حالت)، یك هشت‌تایهٔ SU(۳) از مزونهای بااسپین$^-$۱ (۲۴ حالت، چون چندتایگی اسپین۳است)، و یك تك‌تایهٔ

$SU(3)$ ازمزونهای $^{-}1$ (سه حالت) مرتب کرد .

ترکیب سه کوارک به‌طوری که هم نسبت‌به حالتهای $SU(3)$ وهم نسبت به‌حالتهای اسپینی متقارن باشد، یك چند تایهٔ $SU(6)$ با ۵۶ باریون را به‌دست می‌دهد که متشکل ازیك هشت تایهٔ $SU(3)$ از باریونهای با اسپین ۱/۲ (۱۶ حالت) و یك ده‌تایهٔ $SU(3)$ از باریونهای بااسپین ۳/۲ (۴۰ حالت) است. بدین ترتیب حالتهای باریونی که در تراز پایین قرار می گیرند، دقیقاً همانهایی هستندکه برای یك چند تایهٔ $SU(6)$ با چند تایگی ۵۶ ضرورت دارند.

۶۴. نسبت گشتاورهای مغناطیسی نوترون و پروتون

یکی ازمهمترین نتایج به‌کار گیری $SU(6)$ درفیزیك ذرات تعیین نسبت گشتاور مغناطیسی پروتون ونوترون، با درنظر گرفتن آنها به‌صورت اعضای ۵۶ تایهٔ $SU(6)$ وبانتیجهٔ زیراست

$$\mu_p/\mu_n = -\frac{3}{2}$$

که به‌مقدارتجربی ۱٫۴۶ — نزدیك است. این نتیجه به‌سهولت بااستفاده ازالگوی کوارك به‌دست می‌آید. ازبخش ۵۷ داریم

پروتون از دوکوارك 'a' ویك کوارك 'b' تشکیل شده است،

نوترون از یك کوارك 'a' ودو کوارك 'b' تشکیل شده است،

عملگرمکانیك کوانتومی گشتاورمغناطیسی برای نوکلئون را به صورت زیرمی‌نویسیم

$$\widehat{\mu} = g\widehat{\mathbf{J}} = g_a\widehat{\mathbf{J}}_a + g_b\widehat{\mathbf{J}}_b \qquad (1.64)$$

علامت $\widehat{}$ را برای تمیزدادن عملگرها ازویژه مقدارشان به‌کارمی‌بریم. $\widehat{\mathbf{J}}_a$ معرف اسپین کل یك یا دوکوارك a و $\widehat{\mathbf{J}}_b$ معرف اسپین کل دو یا یك کوارك b است.

حال با استفاده از

$$\widehat{\mathbf{J}} = \widehat{\mathbf{J}}_a + \widehat{\mathbf{J}}_b \qquad (2.64)$$

$$\widehat{\mathbf{J}}\cdot\widehat{\mu} = \widehat{J}^2 g$$

$$= \left(\widehat{\mathbf{J}}_a + \widehat{\mathbf{J}}_b\right)\cdot\left(g_a\widehat{\mathbf{J}}_a + g_b\widehat{\mathbf{J}}_b\right)$$

$$= g_a\widehat{J}_a^2 + g_b\widehat{J}_b^2 + (g_a + g_b)\widehat{\mathbf{J}}_a\cdot\widehat{\mathbf{J}}_b \qquad (3.64)$$

ازآنجاکه

$$\widehat{\mathbf{J}}_a\cdot\widehat{\mathbf{J}}_b = \frac{1}{2}\left(\widehat{J}^2 - \widehat{J}_a^2 - \widehat{J}_b^2\right)$$

$$\widehat{J}^{2} g=\frac{1}{2}[(g_a+g_b)\widehat{J}^{2}+(g_a-g_b)(\widehat{J}_a^{2}-\widehat{J}_b^{2})] \qquad (۴.۶۴)$$

بـا قراردادن ویـژه مقدارهـای $\widehat{J}^2$، $\widehat{J}_a^2$، $\widehat{J}_b^2$، یعنی به‌ترتیب $J(J+1)$، $J_a(J_a+1)$، $J_b(J_b+1)$ در معادلهٔ (۴.۶۴) به دست می‌آوریم

$$g=\frac{1}{2}\frac{(g_a+g_b)J(J+1)+(g_a-g_b)\{J_a(J_a+1)-J_b(J_b+1)\}}{J(J+1)} \qquad (۵.۶۴)$$

تابع موج نوکلئون کلاً متقارن است، و بنابراین باید نسبت بـه تعویض اسپینهای دوکـوارك یکسان هم متقارن باشد. بدین‌ترتیب دوکوارك یکسان درنوکلئون دارای اسپین کل ۱ هستند.

در پروتون $J_a=1$ ، $J_b=\frac{1}{2}$

$$g_p=\frac{g_a+g_b}{2}+\frac{5}{3}\frac{g_a-g_b}{2}$$

و برای نوترون $J_a=\frac{1}{2}$ ، $J_b=1$

$$g_n=\frac{g_a+g_b}{2}-\frac{5}{3}\frac{g_a-g_b}{2}$$

با فرض اینکه عامل g در کوارکها متناسب با بارالکتریکی آنهاست، داریم

$$g_a=-2g_b$$

بنابراین

$$\mu_p/\mu_n=\frac{g_p}{g_n}=-\frac{3}{2}$$

برای اطلاعات بیشتری دربارهٔ $SU(6)$ وکاربردهایش درفیزیـك ذرات می‌توانید به لیختن‌برگ (۱۹۷۰) یا لیپکین (۱۹۶۵، ۱۹۶۶) رجوع کنید.

مراجع

Lichtenberg, D. B., *Unitary Symmetry and Elementary Particles*, 1970. Academic Press, New York.

Lipkin, H. J., 'Now we are *SU* (6)' in *High-Energy Physics and Elementary Particles_Lectures held at the International Centre for Theoretical Physics, Trieste,* 1965. International Atomic Energy Agency, Vienna.

Lipkin, H. J., *Lie Groups for Pedestrians,* 2nd edition, 1966. North-Holland, Amsterdam.

۱۴

برهم‌کنشهای الکترومغناطیسی

۶۵. مقدمه

دانش‌ما از برهم‌کنشهای الکترومغناطیسی نسبتاً کامل است. برای نمونه، محاسبات مربوط به برهم‌کنشهای الکترومغناطیسی خالص را می‌توان با استفاده ازالکترودینامیك‌کوانتومی تا دقت مورد نظرانجام داد. دانش ما ازبرهم‌کنشهای الکترومغناطیسی ما را قادر می‌سازد تا آنها را برای بررسی خواص ذرات بنیادی، و به‌خصوص ذرات دارای برهم‌کنش قوی (هادرونها) مورد استفاده قرار دهیم.

بررسی خواص هادرونها توسط برهم‌کنشهای قوی خیلی مشکل است، زیرا به‌علت میزان قدرت برهم‌کنشهای قوی محاسبات دربرگیرندهٔ آنها خیلی مشکل وپدیده‌های‌مربوط به‌آنها خیلی پیچیده‌است.

آزمایشهای متنوعی روی برهم‌کنشهای الکترومغناطیسی هادرونها صورت گرفته است،که تولید فوتونی پیونها ازطریق فرود فوتونها بر پروتونها و پراکندگی فوتونها توسط پروتونها ازآن جمله است (پانفسکی، ۱۹۷۵ ؛ براین، ۱۹۶۹) . ولی ما توجه خود را به فرایندهایی‌که درپراکندگی الکترونها رخ می‌دهند، محدود خواهیم‌کرد. بررسی خواص هادرونها توسط فرایندهایی‌که درپراکندگی الکترونها رخ می‌دهند، نسبت به فرایندهایی‌که توسط جذب یك فوتون صورت می‌گیرند، یك مزیت دارد. درجذب‌فوتونی با انرژی $h\nu$ توسط یك هادرون تکانهٔ منتقل‌شده به هادرون $h\nu/c$ است،که به‌طوریگانه‌ای توسط انرژی منتقل‌شده تعیین می‌شود. درپراکندگی یك الکترون تکانهٔ منتقل‌شده، $\mathbf{p}-\mathbf{p}'$ ،

توسط انرژی منتقل شده، $E-E'$، تعیین نمی‌شود ($\mathbf{p}$ و E تکانه وانرژی الکترون فرودی و$\mathbf{p}'$ وE' تکانه و انرژی الکترون پـراکنده‌است)، یعنی انـرژی انتقالی و تـکانهٔ انتقالی می‌توانند به‌طور مستقل تغییر کنند.

بررسی نـوکلئون به‌کمك پراکندگی الکترونهای با انرژی بالا باکارهای هفستادتر دراستانفورد شروع شدونشان دادکه نوکلئون ذره‌ای نقطه‌ای نیست بلکه اندازهٔ محدودی دارد. بارپروتون درحجم محدودی توزیع شده‌است.

گلچین جالبی از مقاله‌های اولیهٔ مربوط به پراکندگی الکترون تـوسط هفستادتر (۱۹۶۳) تهیه شده‌است.

۶۶. عامل شکل

قبل ازمطالعهٔ پراکندگی الکترونها توسط نـوکلئونهای با ابعاد محدود، ابتدا مسئلهٔ بسیار ساده‌تر پراکندگی ذرات بدون اسپین حاوی بارe توسط یك توزیع بارالکتریـکی، با بار کلی Ze که درناحیهٔ محدودی پخش شده باشد، را در نظرمی گیریم.

با استفاده ازنظریهٔ اختلال مکانیك‌کوانتومی می‌توان عنصرماتریسی مـربـوط بـه پراکندگی ذره‌ای باتکانهٔ $\mathbf{p}$ وتابع موج فرودی

$$\psi_i=N_i\exp(i\mathbf{p}\cdot\mathbf{r}/\hbar) \qquad (۱.۶۶)$$

به حالتی با تکانهٔ پراکندهٔ $\mathbf{p}'$ وتابع موج نهایی

$$\psi_f=N_f\exp(i\mathbf{p}'\cdot\mathbf{r}/\hbar) \qquad (۲.۶۶)$$

را به‌صورت زیرنوشت

$$\langle\psi_f|V|\psi_i\rangle \qquad (۳.۶۶)$$

که درآن

$$V(\mathbf{r})=Ze^2\int\frac{\rho(\mathbf{r}')}{|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|}d^3\mathbf{r}' \qquad (۴.۶۶)$$

و$Ze\rho(\mathbf{r})$ چگالی بار است. N_i، N_f ضریبهای بهنجارکردن هستند.

$$\langle\psi_f|V|\psi_i\rangle=Ze^2\int\psi_f^*(\mathbf{r})\int\frac{\rho(\mathbf{r}')}{|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|}d^3r'\psi_i(\mathbf{r})d^3\mathbf{r}$$

$$=N_f^*N_iZe^2\int\int e^{iq.r}\frac{\rho(\mathbf{r}')}{|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|}d^3\mathbf{r}'d^3\mathbf{r} \qquad (۵.۶۶)$$

که درآن $\mathbf{q}=(\mathbf{p}-\mathbf{p}')/\hbar$ تکانهٔ انتقالی برحسب واحد $\hbar$ است. با تغییر متغیرهـا بـه

$\xi = \mathbf{r} - \mathbf{r}'$ و $\mathbf{r}'$ داریم

$$<\psi_f|V|\psi_i> = N_f^* N_i Z e^2 \int \frac{e^{i\mathbf{q}\cdot\xi}}{\xi} d^3\xi \int e^{i\mathbf{q}\cdot\mathbf{r}'}\rho(\mathbf{r}')d^3\mathbf{r}'$$

$$= X(q)F(\mathbf{q}) \qquad (۶.۶۶)$$

که در آن

$$X(q) = N_f^* N_i Z e^2 \int \frac{e^{i\mathbf{q}\cdot\mathbf{r}}}{r} d^3\mathbf{r} \qquad (۷.۶۶)$$

عنصرماتریسی مربوط به پراکندگی توسط بارنقطه‌ای است و

$$F(\mathbf{q}) = \int e^{i\mathbf{q}\cdot\mathbf{r}}\rho(\mathbf{r})d^3\mathbf{r} \qquad (۸.۶۶)$$

را عامل شکل می‌نامند. عامل‌شکل تبدیل فوریهٔ توزیع بار است.

مقطع پراکندگی متناسب است با

$$|<\psi_f|V|\psi_i>|^2$$

و بنابراین توسط رابطهٔ زیرداده می‌شود

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{نقطه}} |F(\mathbf{q})|^2 \qquad (۹.۶۶)$$

$(d\sigma/d\Omega)_{\text{نقطه}}$ مقطع دیفرانسیلی پراکندگی توسط بار نقطه‌ای است، که پراکندگی رادرفورد نامیده می‌شود

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{نقطه}} = \left(\frac{Ze^2E}{2c^2p^2}\right)^2 \frac{1}{\sin^4\frac{\theta}{2}} \qquad (۱۰.۶۶)$$

که در آن Ze بارپراکننده است (فرمول نانسبیتی رادرفورد با جایگزینی E توسط mc^2 درمعادلهٔ (۱۰.۶۶) به دست می‌آید).

در اینجا توجه خود را به توزیع باری با تقارن‌کروی محدود می‌کنیم، یعنی $\rho(\mathbf{r}) = \rho(r)$، برای q های کوچك می‌توان معادلهٔ (۸.۶۶) را به‌صورت زیرنوشت

$$F(q) = \int \left(1 + i\mathbf{q}\cdot\mathbf{r} - \frac{(\mathbf{q}\cdot\mathbf{r})^2}{2} + \dots\right)\rho(r)d^3r$$

$$= \int \rho(r)d^3\mathbf{r} - \frac{2\pi}{3}q^2 \int \rho(r)r^4dr + \dots$$

$$= 1 - \frac{q^2}{6}\int \rho(r)r^2d^3\mathbf{r} + \dots \qquad (۱۱.۶۶)$$

$$= 1 - \frac{q^2}{6}<r^2> + \dots$$

که در آن $<r^2>$ میانگین مربع شعاع توزیع بار است. برای انرژی معین، مقدار بیشینهٔ q برابر $2p\hbar^{-1}$ است. در انرژیهایی که به اندازهٔ کافی پایین هستند، به‌طوری که

$$p^2\hbar^{-2}<r^2> \ll 1$$

باشد، داریم

$$F(q)\simeq 1$$

و پراکندگی همانند پراکندگی توسط بار نقطه‌ای می‌شود.

برای ذراتی با انرژیهای فوق‌العاده زیاد که در آنها $E \gg mc^2$ باشد، معادلهٔ (۱۰.۶۶) به معادلهٔ زیر تبدیل می‌شود

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{نقطه}} = \left(\frac{Ze^2}{2E}\right)^2 \frac{1}{\sin^4\frac{\theta}{2}} \qquad (۱۲.۶۶)$$

پراکندگی الکترونهای باانرژی بالا توسط بار نقطه‌ای e را، با در نظر گرفتن اثر اسپین الکترون، پراکندگی مات می‌نامند که توسط رابطهٔ زیر داده می‌شود

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{مات}} = \left(\frac{e^2}{2E}\right)^2 \frac{\cos^2\frac{\theta}{2}}{\sin^4\frac{\theta}{2}} \qquad (۱۳.۶۶)$$

اگر بار نقطه‌ای هدف دارای جرم M و بدون اسپین باشد، مقطع پراکندگی در چارچوب آزمایشگاه با رابطهٔ زیر داده می‌شود

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{NS} = \left(\frac{e^2}{2E}\right)^2 \frac{\cos^2\frac{\theta}{2}}{\sin^4\frac{\theta}{2}} \frac{1}{1+\left(\frac{2E}{Mc^2}\right)\sin^2\frac{\theta}{2}} \qquad (۱۴.۶۶)$$

آخرین عبارت در معادلهٔ (۱۴.۶۶) ناشی از پس‌زنی هدف است.

۶۷. عامل شکل پروتون

نظریهٔ پراکندگی الکترونها توسط پروتونها به طور قابل ملاحظه‌ای از نظریهٔ سادهٔ بخش قبلی پیچیده‌تر است، زیرا پروتون دارای اسپین و در نتیجه دارای گشتاور مغناطیسی است که آن هم در پراکندگی الکترون نقش دارد. بدین‌ترتیب پروتون دو عامل شکل دارد، که یکی اثرات گستردگی محدود بار آن در فضا، و دیگری اثرات گستردگی محدود گشتاور مغناطیسی آن در فضا را توضیح می‌دهد.

برای تأمین ناوردایی نسبیتی نظریه، عوامل شکل پروتون را به صورت توابعی از مربع انتقال تکانهٔ چهاربعدی ناوردا بیان می‌کنند [به بخش الف.۲ رجوع کنید]

$$(\mathbf{p}-\mathbf{p}')^{۲}-c^{-۲}(E-E')^{۲}$$

درباقیماندهٔ این فصل از واحدهای طبیعی $\hbar=c=۱$، استفاده خواهیم کرد. درنتیجه مربع انتقال تکانهٔ چهاربعدی ناوردا را می‌توان به‌صورت زیرنوشت

$$Q^{۲}=(\mathbf{p}-\mathbf{p}')^{۲}-(E-E')^{۲} \tag{۱.۶۷}$$

که با رابطهٔ زیرداده می‌شود

$$Q^{۲}=\frac{۴E^{۲}\sin^{۲}\frac{\theta}{۲}}{۱+\left(\frac{۲E}{M}\right)\sin^{۲}\frac{\theta}{۲}} \tag{۲.۶۷}$$

دراینجا M جرم پروتون، و E انرژی الکترون فرودی درچارچوب آزمایشگاهی است که پروتون درآغازدرآن درحال سکون است.

پراکندگی الکترون توسط پروتون را می‌توان به‌صورت تبادل یك فوتون مجازی بین الکترون وپروتون،آنچنان‌که درشکل ۱.۶۷ نموده شده است، درنظر گرفت ومقطع با فرمول روزن‌بلو داده می‌شود

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}=\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{NS}\left\{\frac{G^{۲}{}_{E}(Q^{۲})+(Q^{۲}/۴M^{۲})G^{۲}{}_{M}(Q^{۲})}{۱+Q^{۲}/۴M^{۲}}+۲\tan^{۲}\frac{\theta}{۲}\;\frac{Q^{۲}}{۴M^{۲}}G^{۲}{}_{M}(Q^{۲})\right\} \tag{۳.۶۷}$$

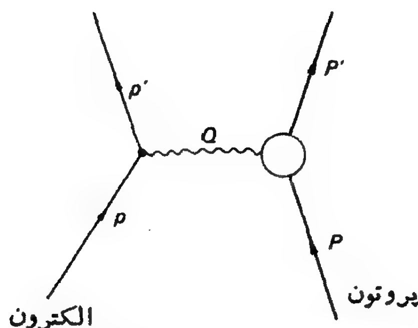
$G_E(Q^{۲})$ عامل شکل بار یا عامل شکل الکتریکی پروتون و $G_M(Q^{۲})$ عامل شکل مغناطیسی پروتون است .

درانرژیهای کم،پراکندگی‌ازپروتون‌همانند پراکندگی‌بارنقطه‌ای و گشتاورمغناطیسی نقطه‌ای است، بنابراین

$$G_E(۰)=۱ \tag{۴.۶۷}$$

$$G_M(۰)=\mu_p=۲٫۷۹۳ \tag{۵.۶۷}$$

که درآن μ_p گشتاورمغناطیسی پروتون، برحسب مگنتون هسته‌ای، است.

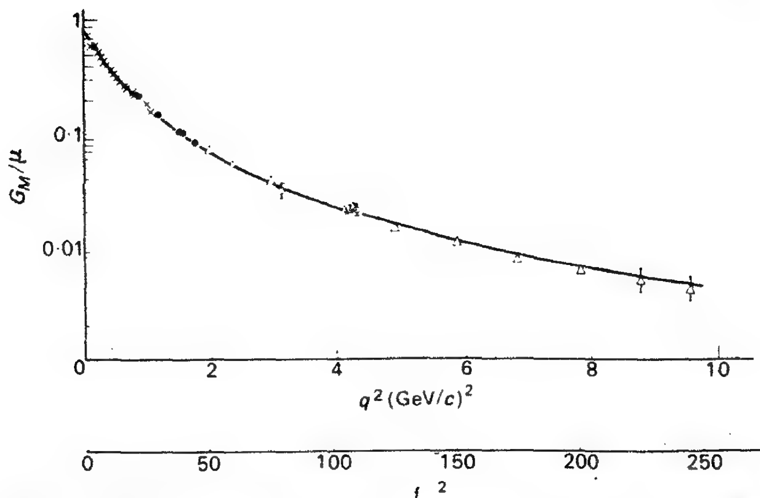


شکل ۱.۶۷ پـراکندگی کشسان الکترون پـروتـون. حباب رأس فوتون-پروتـون مشخص می‌کند که پروتون ذره‌ای نقطه‌ای نیست و با عوامل شکل خود توصیف می‌شود.

به علت اثرپس‌زنی پروتون، عوامل شکل پروتون را نمی‌توان به‌سادگی با استفاده از تبدیلهای فوریه، به طریقی شبیه معادلهٔ (۸.۶۶)، بـه تـوزیع بار یـا توزیع گشتاور مغناطیسی‌مربوط کرد. بحث کاملتری ازعوامل شکل‌پروتون توسط گری‌فی و شیف (۱۹۶۷) ارائه شده است.

بعضی ازنتایج تجربی مربوط به عوامل شکل پروتـون درشکلهای ۲.۶۷ و ۳.۶۷ نموده شده‌اند. تا تقریب خوبی، نتایج تجربی با رابطهٔ زیر

$$G_E(Q^2) = G_M(Q^2)/\mu_p \qquad (۶.۶۷)$$



شکل ۲.۶۷ عامل شکل مغناطیسی پروتون، ومنحنی‌تطبیق دوقطبی (۷.۶۷). (q^2 دراین شکل همان Q^2 متن است.)

که به‌قانون مقیاس معروف است، و با آنچه تطبیق دوقطبی نامیده می‌شود

$$G_M(Q^۲)/\mu_P = G_D(Q^۲) \qquad (۷.۶۷)$$

در توافق است، که در آن

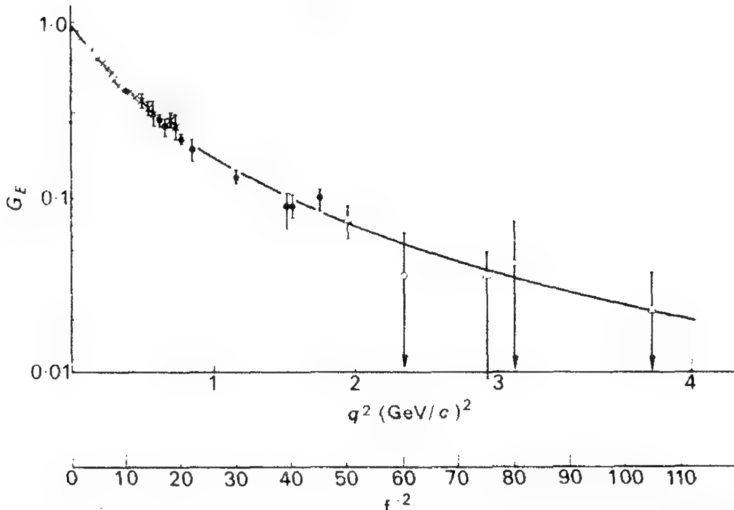
$$G_D(Q^۲) \equiv [۱ + Q^۲/D]^{-۲} \qquad (۸.۶۷)$$

و $D = ۰٫۷۱ \, (\mathrm{GeV}/c)^۲$ است. درشکل ۲.۶۷ تطبیق دوقطبی، معادلهٔ (۷.۶۷)، با بعضی از نتایج تجربی مقایسه شده است. عامل شکل الکتریکی معادلات (۶.۶۷) و (۷.۶۷) درشکل ۳.۶۷ نموده شده است.

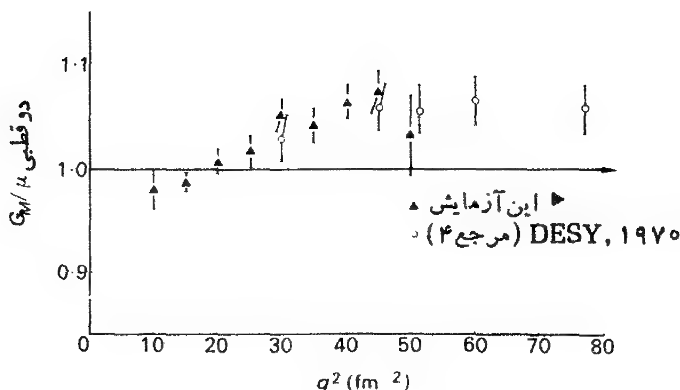
به‌طور تجربی هنوز اینکه آیا انحرافی از قانون مقیاس، معادلهٔ (۶.۶۷)، وجود دارد روشن نشده است (روتر گلن، ۱۹۶۹). ولی روشن‌است که نتایج تجربی‌انحرافاتی کوچك ولی منظم ازتطبیق دوقطبی را نشان می‌دهد. برای مثال، داده‌های گردآوری شده توسط بارتل وهمکاران (۱۹۷۰) و برگر وهمکاران (۱۹۷۱) برای $(G_M/\mu)/G_D$ درشکل ۴.۶۷ نموده شده است.

چون از واحدهای طبیعی استفاده می کنیم $\hbar = ۱$، $Q^۲$ می‌تواند مربع تکانهٔ انتقالی یا مربع تکانهٔ انتقالی تقسیم بر $\hbar^۲$ باشد که دارای بعد $(L)^{-۲}$ است. $Q^۲$ معمولاً برحسب واحد $(\mathrm{GeV}/c)^۲$ یا $\mathrm{fm}^{-۲}$ بیان می‌شود. «fm» یا f مخفف فرمی است ، و

$$۱\,\mathrm{fm} = ۱۰^{-۱۳}\mathrm{cm}$$



شکل ۳.۶۷ عامل‌شکل الکتریکی پروتون ($q^۲$ شکل‌همان $Q^۲$ متن است). منحنی عامل شکل‌الکتریکی با استفاده از تطبیق دو قطبی و قانون مقیاس داده شده است.



شکل ۴.۶۷ عامل شکل‌مغناطیسی G_M، که نسبت به تطبیق دوقطبی بهنجار شده است (q^2 شکل همان Q^2 متن کتاب است). مرجع شمارهٔ ۴ درشکل همان بارتل و همکاران(۱۹۷۰)است.

۶۸. عوامل شکل نوترون

نوترون به‌خاطر گشتاور مغناطیسی‌اش می‌تواند الکترون را پراکنده سازد. همچنین اگرچه مجموع بار نوترون صفراست، ممکن است چگالی باری‌آن مخالف صفر باشد. پراکندگی الکترون توسط نوترون‌هم توسط فرمول روزن بلسو [معادلهٔ (۳.۶۷)] داده می‌شود، ولی ازآنجایی‌که مجموع بار نوترون صفراست، داریم

$$G_E^{\text{نوترون}}(0) = 0 \qquad (۱.۶۸)$$

$$G_M^{\text{نوترون}}(0) = \mu_n = -1/913 \qquad (۲.۶۸)$$

که درآن μ_n گشتاورمغناطیسی نوترون برحسب مگنتون هسته‌ای است.

پراکندگی الکترونها توسط نوترونها را نمی‌توان مستقیماً باآزمایش مورد بررسی قرارداد،ولی می‌توان مقطع پراکندگی الکترونها توسط نوترونها را ازآزمایشهای مربوط به پراکندگی الکترونها توسط دوترونها تعیین کرد. بدین علت، اندازه‌گیریهای عوامل شکل نوترون ازعوامل شکل پروتونها دقت‌کمتری دارند. نتایج تجربی توسط روترگان (۱۹۶۹) گردآوری شده‌اند. داده‌های مربوط به $G_M^{\text{نوترون}}$ با تطبیق دوقطبی

$$G_M^{\text{نوترون}}(Q^2)/\mu_n = G_D(Q^2) \qquad (۳.۶۸)$$

که درآن G_D ازمعادلهٔ (۸.۶۷) به‌دست‌می‌آید، ناسازگاری ندارند، ولی دقت داده‌های تجربی به‌آن اندازه کافی نیست که بتوان انحراف ازتطبیق دوقطبی‌را درهمان حدود مربوط به پروتون مشاهده‌کرد. بنابراین درمحدودهٔ خطای‌آزمایش داریم

$$G_M^{\text{نوترون}}(Q^2)/\mu_n = G_M^{\text{پروتون}}(Q^2)/\mu_p \qquad (۴.۶۸)$$

عامل شکل بارنوترون را برای Q^2های کوچك می‌توان با پراکندگی نوترونهای حرارتی توسط الکترونهای اتمی مورد بررسی قرارداد، که نتیجهٔ زیر را به دست می‌دهد

$$\left(\frac{dG_E^{\text{نوترون}}}{dQ^2}\right)_{Q^2=0} = (0.50 \pm 0.01)\left(\frac{\text{GeV}}{c}\right)^{-2} \qquad (۵.۶۸)$$

نتایج‌آزمایشهای پراکندگی الکترون با معادلهٔ (۵.۶۸) برای Q^2 های کوچك سازگارند، وبه طریق دیگری نشان می‌دهدکه $G_E^{\text{نوترون}}$ کوچك است.

هنوز نظریهٔ رضایت بخشی برای عوامل شکل الکترومغناطیسی نوکلئون در دست نیست. مقایسه‌ای بین نتایج تجربی ونظری عوامل شکل روتر گلن (۱۹۶۹) انجام گرفته است. یك نکتهٔ جالب درمورد نظریهٔ عوامل شکل نوکلئونها، پیش‌بینی تشدیدهای مزونی توسط نظریهٔ ابتدایی مربوطه بود (فرازر و فولکو، ۱۹۵۹) که متعاقباً باآزمایشهایی دیگر کشف شدند. ازطرف دیگر، این نظریه در ارائهٔ عوامل‌شکلی که با مقادیر تجربی آنها به‌طور کمی سازگارباشند ناموفق بود. توضیحی ازنظریهٔ ابتدایی عوامل‌شکل نوکلئونها توسط مویرهد (۱۹۶۵) ارائه شده است.

۶۹. پراکندگی ناکشسان

در انرژیهای بالا، درپراکندگی الکترونها توسط نوکلئونها علاوه بر پراکندگی کشسان، ممکن است یك یا چند پیون تولید شود



$$e^- + N \longrightarrow e^- + N + \pi$$



$$e^- + N \longrightarrow e^- + N + \pi + \pi$$

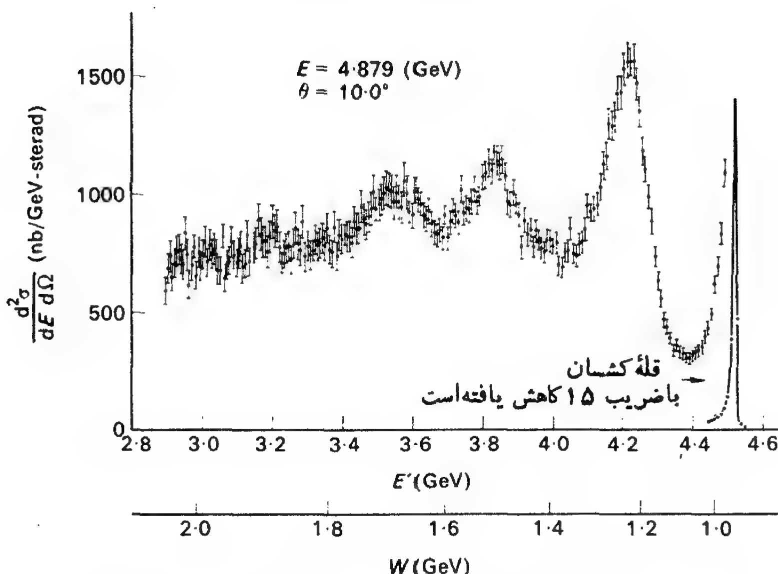
و درانرژیهایی به اندازهٔ کافی بالا ذرات دیگری‌هم ممکن است تولید شوند.

شکل ۱.۶۹ بعضی‌ازنتایج آزمایش‌بارتل‌و همکاران (۱۹۶۸) را دربارهٔ پراکندگی ناکشسان الکترونها توسط پروتونها نشان می‌دهد. قله‌های طیف الکترونهای پراکندهٔ متناظر با برانگیختگی حالتهای برانگیختهٔ نوکلئون است که پس از برانگیختگی ازطریق گسیل پیونها واپاشیده می‌شوند، یعنی



$$e^- + N \longrightarrow e^- + N^*$$

$$e^- + N \rightarrow e^- + N^*$$



شکل۱.۶۹ نمونه‌ای ازطیف الکترون برای پراکندگی ناکشسان، $e-p$ (قبل‌از انجام تصحیحات تابشی).

درشکل ۱.۶۹ می‌توان توجه‌کردکه قلهٔ‌کشسان درطرف راست‌با دنبالهٔ بزرگترطرف چپ نامتقارن است. این بدان علت است که درتمام برخوردهای الکترون،تعدادی فوتون گسیل می‌شوند والکترون همیشه مقداری از انرژی رابه صورت تابش الکترومغناطیسی ازدست می‌دهد. بعد از تصحیحات تابشی مربوط به گسیل فوتـونها، عبارت نظری مقطع بـرای پراکندگی‌کشسان به صورت معادلهٔ (۳.۶۷) وبرای پراکندگی‌ناکشسان به صورت معادلهٔ (۱.۶۹) درمی‌آید.

درطرف چپ قله‌های شکل ۱.۶۹ طیف پیوسته وهموارتری ازالکترونهای پراکنده وجود دارد. باافزایش انرژی الکترونهای فرودی، قله‌هاگرایش بـه ازبین رفتن می کنند ولی طیف پیوسته باقی می‌ماند.

یك مشخصهٔ جالب نتایج تجربی، بستگی ضعیف مقطع نـاکشسان بـا تکانهٔ انتقالی برای برانگیختگیهایی است که‌کاملا درآن‌سوی ناحیهٔ تشدید قرارمی گیرنـد. شکل ۲.۶۹ جلوه‌ای‌ازاین بستگی‌ضعیف را نشان‌می‌دهد (بریدن‌باخ و همکاران، ۱۹۶۹). حاصل‌تقسیم مقطع دیفرانسیل برمقطع مات، $\mathrm{d}^2\sigma/\mathrm{d}\Omega\mathrm{d}E'/(\mathrm{d}\sigma/\mathrm{d}\Omega)_{\text{مات}}$،برحسب مربع انتقال تکانهٔ چهاربعدی $Q^2 = 2EE'(1-\cos\theta) = q^2$ برای مقدارهای ثابتی از جـرم نـاوردای دستگاه هدف پس زد، W رسم شده است، که درآن $W^2 = 2M(E-E') + M^2 - Q^2$

است. منظور ازعمل تقسیم برمقطع مـات معادلهٔ (۱۳.۶۶)، حـذف کـردن قسمت اصلی وابستگی به‌انتقال تکانهٔ چهاربعدی است. نتایج شکل ۲.۶۹ بـرای تمام مقادیـر W، از اندازه گیریهای صورت گرفته در دو حالت $\theta = 6°$ و $\theta = 10°$ حاصل شده‌اند. به منظور نمایش تفاوت برجسته بین رفتار مقطعهای کشسان و ناکشسان، در شکل ۲.۶۹ حاصل تقسیم مقطع کشسان برمقطع‌مات هم بـرای $\theta = 10°$ رسم شده‌است. تغییرات نسبتاً آهستهٔ مقطع ناکشسان نسبت بهQ^2، درمقایسه بامقطع کشسان، به‌طورروشنی درشکل ۲.۶۹ دیده‌می‌شود. در پراکندگی کشسان، به علت ابعاد محدود پروتون، $\sigma/\sigma_{مات}$ با افزایش Q^2 سریعاً نزول می کند. درپراکندگی‌ناکشسان، بستگی ضعیف $\sigma/\sigma_{مات}$ به Q^2 را می‌توان با فرض اینکه الکترونهاتوسط اجزای تشکیل‌دهندهٔ پروتون پراکنده می‌شوند، واینکه این اجزای‌سازنده نسبت به‌پروتون ابعاد بسیارکوچکتری دارند، توضیح داد. فاینمن درسال۱۹۶۹ این‌اجزای فرضی را « پـارتون » نامید و فرض کردکه آنها بار نقطه‌ای هستند (فـاینمن، ۱۹۶۹) .

طرح فرایند پراکندگی ناکشسان الکترون تـوسط نـوکلئون درشکل ۳.۶۹ نموده شده است. الکترونی با انرژی E توسط نوکلئونی (با تکانهٔ چهاربعدی P) وبـا حالت نهایی n ازطریق مبادلهٔ یك فوتون مجازی (با تکانهٔ چهاربعدی Q) درزاویهٔ θ پـراکنده می‌شود. آزمایشهایی‌را درنظرمی گیریم که درآنها فقط‌الکترونهای پراکنده مشاهده شوند، یعنی جزئیات حالت نهایی هادرون n را مشاهــده نکنیم. در نتیجه، مقطع در چـارچوب آزمایشگاه درعمومیترین شکلش با رابطهٔ زیرداده خواهد شد

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE'} = \frac{4e^4}{Q^4}E'^2\cos^2\frac{\theta}{2}\left[W_2 + 2W_1 + \tan^2\frac{\theta}{2}\right]$$

$$= \frac{e^4}{4E^2\sin^4\frac{\theta}{2}}\cos^2\frac{\theta}{2}\left[W_2 + 2W_1 + \tan^2\frac{\theta}{2}\right] \qquad (۱.۶۹)$$

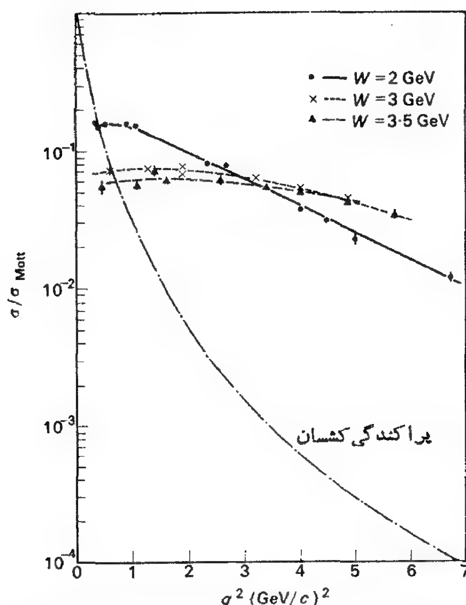
که درآن W_1 و W_2 به فیزیك هادرون مربوط می‌شوند. چون جزئیات هـادرون نهایی مشاهده نمی‌شود، W_1 وW_2 باید توابعی ازمتغیرهای ناوردای نسبیتی Q^2 و

$$\nu = -\frac{1}{M} Q.P \qquad (۲.۶۹)$$

باشندکه درآن $Q.P$ حاصلضرب ناوردای دوچاربـردار است، (به بخش الف.۲ رجوع کنید). ضریب $\frac{1}{M}$ برای راحتی بـه کار گرفته می‌شود تـا بـا علامتگذاری کلی تـوافق داشته باشد.

$$\nu = -\frac{1}{M}\{\mathbf{q}\cdot\mathbf{P} - (E-E')(\mathbf{P}^2+M^2)^{\frac{1}{2}}\}$$

درچارچوب آزمایشگاه داریم $\mathbf{P} = 0$، و



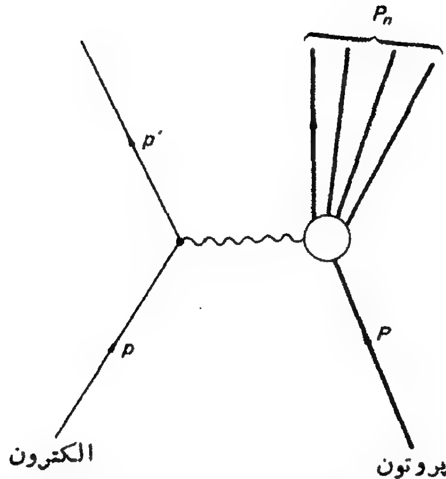
شکل ۲.۶۹ نمودار تغییرات مات $(\mathrm{d}^{2}\sigma/\mathrm{d}\Omega\mathrm{d}E')/\sigma$ برحسب GeV^{-1}، نسبت به q^{2} (همان Q^{2} متن) برای $W=۲,۳,۳$ر$۵\mathrm{GeV}$ رسم شده است. خطوط گذشته ازمیان داده‌ها برای وضوح بیشتر رسم شده‌اند. همچنین حاصل تقسیم مقطع پراکندگی کشسان $e-p$ بر مات σ، مات$(\mathrm{d}\sigma/\mathrm{d}\Omega)/\sigma$، برای $\theta=۱۰°$ با استفاده ازعامل شکل دوقطبی معادلهٔ (۷.۶۷)، رسم شده است. تغییرات نسبتاً آهسته مقطع ناکشسان نسبت به Q^{2} درمقایسه با مقطع کشسان به روشنی دیده می‌شود.

$$\nu=E-E' \qquad (۳.۶۹)$$

$$Q^{۲}=۴EE'\sin^{۲}\frac{\theta}{۲} \qquad (۴.۶۹)$$

حال الگوی پارتونی نوکلئون را به تبعیت ازشیوهٔ بروکن و پاشوز (۱۹۶۹) در نظرمی گیریم. درالگوی پارتون، پراکندگی ناکشسان الکترونها توسط نوکلئونها را بصورت پراکندگی کشسان توسط پارتونها درنظرمی‌گیرند. برای بررسی بیشتر این ایده، ابتدا پراکندگی کشسان‌ازیك ذرهٔ نقطه‌ای‌آزاد به جرمm، باتکانه وانرژی اولیهٔ $E_m,\mathbf{P}_m$، و تکانه و انرژی نهایی $E'_m,\ \mathbf{P}'_m$ را درنظر می گیریم. پراکندگی‌را در چارچوب مرجعی که درآن $\mathbf{P}_m=۰$ است، مورد مطالعه قرار می‌دهیم. در نتیجه $E_m=m$، $\mathbf{P}'^{۲}_m=\mathbf{q}^{۲}$ و

$$-Q\cdot P_m=(E-E')m=(E'_m-m)m$$



شکل ۳.۶۹ پــراکندگی نــاکشسان الکترون ـ نوکلئون.

$$Q^{2}=\mathbf{q}^{2}-(E-E')^{2}=\mathbf{q}^{2}-(E'_{m}-m)^{2}$$
$$=\mathbf{q}^{2}+m^{2}-E'^{2}_{m}+2(E'_{m}-m)m$$

ولی

$$E'^{2}_{m}=\mathbf{q}^{2}+m^{2}$$

بنابراین دراین چارچوب داریم

$$Q^{2}=-2Q\cdot P_{m} \tag{۵.۶۹}$$

ولی هردوطرف معادلهٔ (۵.۶۹) به طور نسبیتی ناوردایند، و بنابـرایـن معادلهٔ بـالا در چارچوب دلخواه‌هم صادق خواهد بود. درنتیجه برای پراکندگی توسط این ذره‌خواهیم داشت

$$W_{2}(\nu,Q^{2})=K\delta(\nu-Q^{2}/2m) \tag{۶.۶۹}$$

که درآن ثابت تناسب K را می‌توان با این خواست که جاگذاری (۶.۶۹) در (۱.۶۹) پراکندگی بارنقطه‌ای را به‌دست دهد، تعیین کرد. $\delta(y)$ تابع دلتای دیراك به‌صورت زیر تعریف می‌شود

$$\delta(y)=0 \quad \text{برای} \quad y\neq 0$$
$$\int f(y)\delta(y)=f(0)$$

(فاینمن ۱۹۶۵؛ مرزباخر ۱۹۷۰). اکنون داریم

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}=\int dE'\frac{d\sigma}{d\Omega dE'}=K\int dE'\frac{e^{۴}}{۴E^{۲}\sin^{۴}\frac{\theta}{۲}}\cos^{۲}\frac{\theta}{۲}\delta\left(E-E'-\frac{۲EE'}{m}\sin^{۲}\frac{\theta}{۲}\right)$$

$$=K\frac{e^{۴}}{۴E^{۲}\sin^{۴}\frac{\theta}{۲}}\frac{\cos^{۲}\frac{\theta}{۲}}{\left[۱+(۲E/m)\sin^{۲}\frac{\theta}{۲}\right]}$$

$$=\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{NS}$$

که اگر قرار دهیم $K=۱$، آنچه خواسته شد به دست می‌آید. در اینجا، از خاصیت زیر

$$\delta(ay)=|a|^{-۱}\delta(y) \tag{۷.۶۹}$$

درمحاسبات استفاده شده است. معادلهٔ (۶.۶۹) را می‌توان به صورت زیر نوشت

$$W_{۲}=\delta\left(\frac{P_m\cdot Q}{m}-\frac{Q^{۲}}{۲m}\right) \tag{۸.۶۹}$$

اگر پراکندگی ناکشسان الکترون توسط پروتون را درچارچوب مرجعی درنظر بگیریم که درآن پروتون دارای تکانهٔ نامحدودی است، حرکت پارتونهای تشکیل دهندهٔ درون پروتون با اتساع نسبیتی زمان آهسته می‌شود، والکترون را به صورتی که گویی درهر لحظه توسط یك پارتون پراکنده می‌شود می‌توان تصویر کرد. پارتون پس‌زده با بقیهٔ پروتون برهم‌کنش می‌کند تا حالت نهایی هادرون را ایجاد کند، ولی این برهم‌کنش با بقیهٔ پروتون دیرتر صورت می‌گیرد و پارتون را می‌توان درپس‌زنی اول به صورت یك ذرهٔ آزاد درنظر گرفت. طرح پراکندگی ناکشسان الکترون توسط پروتون برطبق الگوی پارتون در شکل ۴.۶۹ نمایش داده شده است. دراین‌شکل، پروتون درابتدا به‌صورت ترکیب تعداد دلخواهی پارتون درنظر گرفته شده‌است که یکی ازپارتونها الکترون را پراکنده می‌سازد. در چارچوب مرجعی که درآن پروتون دارای تکانهٔ نامحدودی است، چاربردارتکانه - انرژی پارتون به صورت کسری، x، از چاربردارتکانه - انرژی پروتون درنظر گرفته می‌شود

$$P_m=xP \tag{۹.۶۹}$$

چارچوب مرکزجرم الکترون-پروتون درانرژیهای بالا، تقریب خوبی برای چنین چارچوبی است. درنتیجه، سهم پارتون منفردی به بار Z_i در $W_{۲}$ از معادلهٔ (۸.۶۹) به‌دست می‌آید

$$W_{۲}^{(i)}=Z_i^{۲}\,\delta\left(\frac{xP\cdot Q}{m}-\frac{Q^{۲}}{۲m}\right)$$

$$= Z_i^2\ \delta\left(\frac{P\cdot Q}{M} - \frac{Q^2}{2Mx}\right)$$

$$= Z_i^2\ \delta\left(\nu - \frac{Q^2}{2Mx}\right) \qquad (10.69)$$

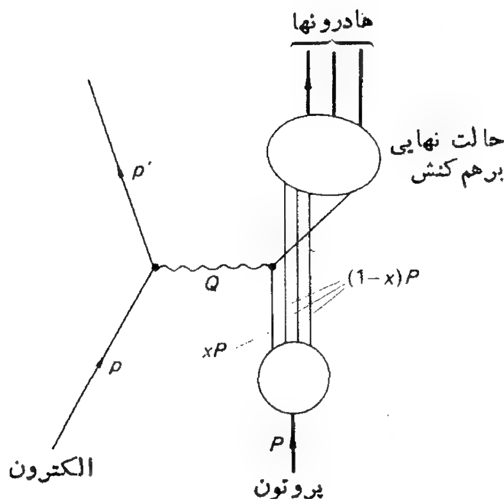
زیرا که با استفاده ازمعادلهٔ (۹.۶۹)، جرم سکون مؤثر پارتون چنین به‌دست می‌آید

$$m = xM \qquad (11.69)$$

برای توزیع کلی پارتونها درپروتون داریم

$$W_2(\nu, Q^2) = \sum_N P(N) \langle \sum_i Z_i^2 \rangle_N \int_0^1 \mathrm{d}x f_N(x) \delta\left(\nu - \frac{Q^2}{2xM}\right) \qquad (12.69)$$

که درآن $P(N)$ احتمال پیداکردن هیئتی از N پارتون درپروتون، $\langle \sum_i Z_i^2 \rangle_N$ مساوی مقدار میانگین $\sum_i Z_i^2$ دراین هیئتها، و$f_N(x)$ احتمال یافتن پارتونی است که سهم تکانهٔ آن دراین هیئتها به اندازهٔ x ازتکانهٔ پروتون باشد.



شکل ۴.۶۹ پراکندگی ناکشسان الکترون- نوکلئون بر اساس الگوی پارتون. نوکلئون را می‌توان به‌صورت ترکیبی ازپارتونها در نظر گرفت که یکی ازآنها الکترون را پراکنده می‌سازد، و پس ازپس‌زنی با پارتونهای دیگربرهم‌کنش می‌کند و حالت نهایی را به وجود می‌آورد.

با تغییر متغیر انتگرال به $Q^{2}/2xM$ و پس از انتگرال‌گیری، معادلهٔ (۱۲.۶۹) به صورت زیردرمی‌آید

$$\nu W_{2}(\nu,Q^{2}) = \sum_{N} P(N)\langle \textstyle\sum_i Z_i^{2}\rangle_N \; x f_N(x)$$

$$\equiv F(x) \qquad (13.69)$$

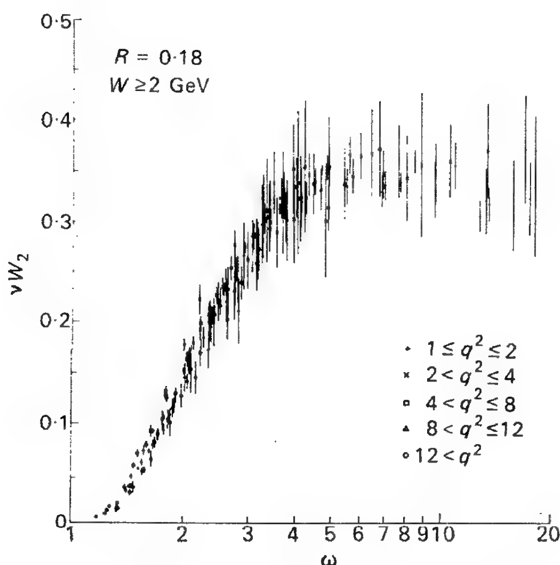
با

$$x = Q^{2}/2M\nu \qquad (14.69)$$

بنابراین پیش‌بینی می‌شود که νW_2 تابعی ازیك متغیرمنفرد x باشد.

شکل ۵.۶۹ نشان می‌دهد که این پیش‌بینی الگوی پارتون با نتایج تجربی سازگار است، ومدرکی دال برتشکیل پروتونها از ذرات نقطه‌ای را ارائه می‌دهد.

امکان دارد که پارتونها همان کوارکها باشند، ولی چنین چیزی الزامی نیست. به‌هرحال، می‌توان نشان داد (بروکن و پاشوز، ۱۹۶۹) الگویی که درآن پروتون ازسه کوارك تشکیل شده باشد، با نتایج تجربی پراکندگی‌ناکشسان الکترون ازپروتون توافق ندارد. الگوی کوارك والگوی‌پارتون درصورتی‌سازگار می‌شوند که پروتون ازسه کوارك و تعداد نامعینی از زوجهای کوارك-پادکوارك تشکیل شده باشد.



شکل ۵.۶۹ نمودار νW_2 برحسب $\omega = 2M\nu/q^{2}$ برای $W > 2\,\mathrm{GeV}$ و $q^{2} > 1\,(\mathrm{GeV}/c)^{2}$ رسم شده است. حدود q^{2} برحسب $(\mathrm{GeV}/c)^{2}$ داده شده است. داده‌ها در هرزاویه نموده شده‌اند. (q^{2} همان Q^{2} درمتن‌کتاب است.)

وانمود نمی‌شود که بحث الگوی پارتونها که در اینجا ارائه شد، منطقی، خود-ساز گار، و یا حتی معقول باشد. مشخصهٔ برجستهٔ الگوی پارتون این است که با بعضی از نتایج تجربی موافق است. این احتمال را نمی‌توان نادیده گرفت که توضیحات ملموستری یافت شوند که جانشین الگوی پارتون شوند. امکان دیگر این است که توسعهٔ بیشتر الگوی کوارك و الگوی پارتون به‌تدریج به‌نظریهٔ کاملتری منجرشود، همچنان که نظریهٔ بور درمورد مدارهای کوانتیده مقدمه‌ای برمکانیك کوانتومی بود.

اطلاعات بیشتر راجع به پارتونها را می‌توان در نوشتهٔ درل (۱۹۷۰) پیدا کرد. توضیح جالبی از ساخت نوکلئونها، آنچنان که به‌کمك پراکندگی کشسان و ناکشسان الکترون به دست می‌آید، توسط کندال و پانفسکی (۱۹۷۱) ارائه شده است.

۷۰. باریکه‌های برخورد کنندهٔ $e^+ - e^-$

آزمایشهای مربوط به برخورد باریکه‌های $e^+ - e^-$ نتایج مهمی را به دست می‌دهند. چنین آزمایشهایی در اورسی، نوسیبرسك وفراشاتی انجام گرفته‌اند. واکنشهای زیر ازجمله واکنشهایی هستند که در این زمینه مورد مطالعه قرار گرفته‌اند

$$e^+ + e^- \longrightarrow e^+ + e^- \text{ (پراکندگی کشسان)} \qquad (۱.۷۰)$$

$$\longrightarrow \mu^+ + \mu^- \qquad (۲.۷۰)$$

$$\longrightarrow \pi^+ + \pi^- \qquad (۳.۷۰)$$

$$\longrightarrow \pi^+ + \pi^- + \pi^\circ \qquad (۴.۷۰)$$

$$\longrightarrow K^+ + K^- \qquad (۵.۷۰)$$

خواص تشدیدهای بوزونی را می‌توان توسط آزمایشهای باریکه‌های برخورد کنندهٔ $e^+ - e^-$ بررسی کرد، زیرا برای نمونهٔ واکنشهای (۳.۷۰) و (۵.۷۰) تا حدود زیادی ازطریق تولید تشدیدهای

$$e^+ + e^- \longrightarrow \rho^\circ \longrightarrow \pi^+ + \pi^- \qquad (۶.۷۰)$$

$$e^+ + e^- \longrightarrow \phi \longrightarrow K^+ + K^- \qquad (۷.۷۰)$$

صورت می‌گیرند. اطلاعات بیشتر راجع به‌آزمایشهای $e^+ - e^-$ توسط بون (۱۹۷۰)، پانفسکی (۱۹۷۰)، پل‌گرینی و مسلر (۱۹۷۰)، سیدرف (۱۹۶۹) ارائه شده‌اند.

مراجع

Albrecht, W., H.-J. Behrend, H. Dorner, W. Flauger and H. Hultschig,

Phys. Rev. Lett, **18** (1967) 1014.

Bartel, W., B. Dudelzak. H. Krehbiel, J. Mcelroy, U. Meyerbarkhout, W. Schmidt, V. Walther and G. Weber, *Phys. Lett*, **28B** (1968) 148.

Bartel, W., F. W. Büszer, W. R. DIX, R. Felst, D. Harms, H. Krehbiel, P. E. Kuhlman, J. Mcelroy and G. Weber, *Phys. Lett*, **33B** (1970) 245.

Berger, CH., V. Burkert, G. Knop, B. Langenbeck and K. Rith, *Phys. Lett*, **35B** (1971) 87.

Bjorken, J. D. and E. A. Paschos, *Phys. Rev*, **185** (1969) 1975.

Braben, D. W., editor, *Proceedings 4th International Symposium on Electron and Photon Interactions at High Energies, Liverpool.* Daresbury Nuclear Physics Laboratory, 1969.

Briedenbach, M., J. I. Friedman, H. W. Kendall, E. D. Bloom, D. H. Coward, H. De Staebler, J. Drees, L. W. Mo and R. E. Taylor, *Phys. Rev. Lett*, **23** (1969) 935.

Buon, J., *Particles and Nuclei*,**1** (1970) 141.

Drell, S.D., *Comments on Nuclear and Particle Physics*, **4** (1970) 147.

Feynman, R. P., R. B. Leighton and M. Sands, *Quantum Mechanics*, Vol. III of *The Feynman Lectures in Physics*, 1965. Addison-Wesley, Reading, Mass. Section 16. 4.

Feynman, R. P., 'The behaviour of Hadron collisions at extreme energies', *High Energy Physics_Third International Conference*, p. 237. Stony Brook, 1969. Gordon and Breach, New York.

Frazer, W. R. and J. R. Fulco, *Phys. Rev. Lett*, **2** (1959) 365.

Griffy, T. A. and L. I. Schiff, 'Electromagnetic Form Factors', p. 341 of *High Energy Physics*, Vol. I, edited E. H. S. Burhop, 1967. Academic Press, New York.

Hofstadter, R., *Electron Scattering and Nuclear and Nucleon Structure*, 1963. Benjamin, New York.

Kendall, H. W. and W. K. H. Panofsky, 'The structure of the proton and the neutron', *Sci. Am*, June 1671, p. 61.

Krohn, V. E. and G. R. Ringo, *Phys. Rev*, **148** (1966) 1303.

Merzbacher, E., *Quantum Mechanics*, 2nd edition , 1970. Wiley, New-York.

Muirhead, H., *The Physics of Elementary Particles,* 1965. Pergamon Press, Oxford. Chapter 11.

Panofsky, W. K. H., *Comments on Nuclear and Particle Physics*, 4 (1970) 159.

Pellegrini, C. and A. M. Sessler, *Comments on Nuclear and Particle Physics*, 4 (1970) 55.

Rutherglen, J. G., 'Nucleon form factors', p. 163 of Braben (1969).

Sidorov, V. A., 'Storage rings-Novosibirsk', p. 227 of Braben (1969).

۱۵

مؤخره

دانش ما ازفیزیك ذرات بنیادی مرتب درحال تغییراست. بـدون شك نادرستی بخشی از مطالب ارائه شده دراین کتاب سرانجام معلوم خواهـد شد. خوانندهای که علاقمند است از آخرین پیشرفتهـا آگـاه شود، می‌توانـد بـه مرورهـای مختلفی کـه در مجله‌هـای *Comments on Nuclear and Particle Physics, Reviews of Modern Physics, Annual Review of Nuclear Science and Physics Today* صورت می گیرد، مراجعه کند. مجلهٔ *Scientific American* به‌ویژه از این بابت مفید است که تا مطلب یا نتیجه‌ای از فیزیك انرژی بالا به‌طور کامل درك و هضم نشده باشد، در آن نمی‌آید. وگاهی حتی پس از درك و هضم نیز درآن درج نمی‌شود.

هدف این کتاب ارائهٔ اطلاعـاتی از فیزیك ذرات بـرای غیرمتخصصین است. خواننده‌ای که می‌خواهداطلاعات بیشتری کسب کند، می‌تواند به بعضی‌ازمنابع زیرمراجعه کند.

مراجع

Burhop. E. H. S., editor, *High Energy Physics,* 1967. Academic Press, New York. Three volumes.

Feld, B. T., *Models of Elementary Particles*, 1969. Blaisdell, Waltham, Mass.

Gasiorowicz, S., *Elementary Particle Physics*, 1966. Wiley, New York.

Källén, G., *Elementary Particle Physics*, 1964. Addison-Wesley, Reading, Mass.

Lichtenberg, D. B., *Unitary Symmetry and Elementary Particles*, 1970. Academic Press, New York.

Muirhead, H., *The Physics of Elementary Particles*, 1965. Pergamon, Oxford.

Pilkuhn, H., *The Interactions of Hadrons*, 1967. North-Holland, Amsterdam.

پیوست الف

مختصری از نسبیت خاص[1]

الف . ۱ مقدمه

چارچوبهای مرجعی وجود دارند که درآنها یك ذرهٔ آزاد ساکن باقی‌مانده یا با سرعت ثابتی حرکت می‌کند.

اصل نسبیت خاص بیان می‌کند که برای فرمولبندی قوانین فیزیکی تمام چارچوبهای لخت معادل یکدیگرند. بالاخص سرعت نور در تمام چارچوبهای لخت یکسان است.

تبدیل مختصات از یك چارچوب لخت F بامختصات x، y، z، و t به‌چارچوب دیگر F' توسط تبدیل لورنتس انجام می‌گیرد. برای حالتی که محورهای x، y، z به‌ترتیب با محورهای x' y' z' موازی‌اند، مبدأهای F و F' در لحظهٔ $t=t'=0$ بریکدیگرمنطبق‌اند، و F' با سرعت ثابت v در جهت مثبت x نسبت به F حرکت کند، تبدیل لورنتس چنین است

$$x' = \gamma(x - vt) \qquad \text{(الف.۱)}$$

$$y' = y \qquad \text{(الف.۲)}$$

$$z' = z \qquad \text{(الف.۳)}$$

$$t' = \gamma\left(t - \frac{v_x}{c^2}\right) \qquad \text{(الف.۴)}$$

که درآن

$$\gamma = (1 - \beta^2)^{-\frac{1}{2}} \qquad \text{(الف.۵)}$$

---

۱. مرجع عمومی، ریندلر (۱۹۶۶).

$$\beta = \frac{v}{c} \tag{الف.۶}$$

اگر درچارچوب F سرعت ذره‌ای **u** و مؤلفه‌هایش u_x ، u_y ، و u_z باشد، مؤلفه‌هایش در چارچوب F' به‌صورت زیر در می‌آیند

$$u'_x = \frac{u_x - v}{۱ - u_x v / c^۲} \tag{الف.۷}$$

$$u'_y = \frac{u_y}{\gamma(۱ - u_x v / c^۲)} \tag{الف.۸}$$

$$u'_z = \frac{u_z}{\gamma(۱ - u_x v / c^۲)} \tag{الف.۹}$$

الف.۲ چاربردار

مختصات مکان ـ زمان یك نقطه $(x,\ y,\ z,\ ct)$ را می‌توان مؤلفه‌هـای یك چاربردار x_λ $(\lambda = ۱,\ ۲,\ ۳,\ ۴)$ دانست. به‌طورکلی یك چاربردار را می‌توان به‌صورت

$$(\mathbf{a},\ a_۴) \quad \text{یا} \quad (a_x,\ a_y,\ a_z,\ a_۴) \tag{الف.۱۰}$$

نوشت، و تحت تبدیل لورنتس، معادلات (الف ۱۰) تا (الف.۴) به صورت

$$a'_x = \gamma(a_x - \beta a_۴) \tag{الف.۱۱}$$

$$a'_y = a_y \tag{الف.۱۲}$$

$$a'_z = a_z \tag{الف.۱۳}$$

$$a'_۴ = \gamma(a_۴ - \beta a_x) \tag{الف.۱۴}$$

تغییر شکل می‌دهند.

همچنین در بعضی مواقع راحت‌تر است که چاربردار (الف.۱۰) را به‌صورت a نوشت.

مجذور بزرگی نرده‌ای یك چاربردار چنین است

$$\begin{aligned} a\cdot a &= a_x^۲ + a_y^۲ + a_z^۲ - a_۴^۲ \\ &= \mathbf{a}\cdot\mathbf{a} - a_۴^۲ \end{aligned} \tag{الف.۱۵}$$

و تحت تبدیل لورنتس ناورداست.

ضرب نرده‌ای هر دوچاربردار $a = (a_x,\ a_y,\ a_z,\ a_۴)$، $b = (b_x,\ b_y,\ b_z,\ b_۴)$ را به‌صورت زیر تعریف می‌کنیم

$$a\cdot b = a_x b_x + a_y b_y + a_z b_z - a_4 b_4$$
$$= \mathbf{a}\cdot\mathbf{b} - a_4 b_4$$

که تحت تبدیلهای لورنتس ناورداست.

تکانه و انرژی یك ذره، یك چاربردار $(\mathbf{p},\ E/c)$ را تشکیل می‌دهند که مجذور بزرگی نرده‌ای‌آن $-M^{2}c^{2}$ خواهد شد.

$$p^{2} - \left(\frac{E}{c}\right)^{2} = -M^{2}c^{2} \qquad \text{(الف.۱۶)}$$

برای هر دستگاهی از ذرات، تکانهٔ کل و انرژی‌کل تشکیل یك چاربردار می‌دهند و درآن

$$\left(\sum_i \mathbf{p}_i\right)^{2} - \left(\sum_i \frac{E_i}{c}\right)^{2} \qquad \text{(الف.۱۷)}$$

کمیتی‌ناورداست. با استفاده ازناوردایی (الف.۱۷) می‌توان خیلی از مسائل را به‌سادگی حل کرد.

توجه‌کنیدکه E انرژی‌کل است و شامل انرژی جرم سکون هم می‌شود، یعنی

$$E = Mc^{2} + T \qquad \text{(الف.۱۸)}$$

که درآن T انرژی جنبشی است. بعضی از روابط مفید برای ذره‌ای با سرعت v عبارت‌اند از

$$p = \gamma Mc\beta \qquad \text{(الف.۱۹)}$$

$$E = \gamma Mc^{2}$$
$$= c(p^{2} + M^{2}c^{4})^{\frac{1}{2}} \qquad \text{(الف.۲۰)}$$

$$\beta = cp/E \qquad \text{(الف.۲۱)}$$

برای نوشتن چاربردارها قراردادی قابل قبول همه وجود ندارد، و بنابراین در مواقعی‌که چاربردارها و سه‌بردارهای معمولی درکنار هم مورد استفاده قرارگیرند، امکان بعضی از درهم برهمیها وجود دارد. دی بندتی (۱۹۶۴) از نمادگذاری زیر استفاده می‌کند

A، **a**، **k**، و غیره چاربردارند

A، **a**، **k**، و غیره سه بردارند

A، a، k، وغیره بزرگی چاربردارند

A، a، k، وغیره بزرگی سه بردارند

اما متأسفانه همه از این نمادگذاری استفاده نمی‌کنند.

الف.۳ تبدیل بین چارچوب آزمایشگاه و چارچوب مرکز جرم

واکنش زیر را در نظر بگیرید

$$1+2 \longrightarrow 3+4 \qquad \text{(الف.۲۲)}$$

که در آن ذرهٔ ۲ درآغاز در چارچوب آزمایشگاه ساکن است. تکانهٔ کل در چارچوب مرکز جرم صفر است. در اینجا، مقادیر بدون پریم را برای مختصات آزمایشگاه و مقادیر با پریم را برای مختصات مرکز جرم به‌کار می‌بریم. انرژی کل عبارت است از

$$E_0 = M_2c^2 + E_1 \qquad \text{(الف.۲۳)}$$

از ناوردایی (الف.۱۷) داریم

$$p_1^2 - \frac{E_0^2}{c^2} = -\frac{E_0'^2}{c^2} \qquad \text{(الف.۲۴)}$$

می‌توان نتیجه گرفت که

$$E_0'^2 = M_1^2c^4 + M_2^2c^4 + 2M_2E_1c^2 \qquad \text{(الف.۲۵)}$$

و

$$E_1 = (E_0'^2 - M_1^2c^4 - M_2^2c^4)/2M_2c^2 \qquad \text{(الف.۲۶)}$$

چارچوب مرکز جرم با سرعت v نسبت به چارچوب آزمایشگاه حرکت می‌کند. می‌توان معادلهٔ (الف.۲۱) را برای دستگاه دو ذره‌ای هم به‌کاربرد، نتیجهٔ آن به صورت زیر است

$$\beta = \frac{v}{c} = \frac{cp_1}{E_1 + M_2c^2} \qquad \text{(الف.۲۷)}$$

توجه کنید

$$E_0 = \gamma E_0' \qquad \text{(الف.۲۸)}$$

در واکنش (الف.۲۲) انرژی آزاد شده، یا مقدار Q، عبارت است از

$$Q = (M_1 + M_2 - M_3 - M_4)c^2 \qquad \text{(الف.۲۹)}$$

اگر Q مثبت باشد، واکنش (الف.۲۲) برای تمام مقادیر E_1 امکان پذیر است.
اگر Q منفی باشد، واکنش انرژی آستانه‌ای دارد، بدین معنی که برای انرژی E_1 کمینه‌ای به‌نام E_1^{th} وجود دارد که در آن انرژی، واکنش می‌تواند انجام گیرد. در آستانه داریم

$$E_0' = (M_3 + M_4)c^2 \qquad \text{(الف.۳۰)}$$

و از (الف.۲۶) به دست می‌آید

$$E_1^{th} = \frac{[(M_3+M_4)^2 - M_1^2 - M_2^2]c^2}{2M_2} \tag{الف.۳۱}$$

یا

$$T_1^{th} = \frac{[(M_3+M_4)^2 - (M_1+M_2)^2]c^2}{2M_2} \tag{الف.۳۲}$$

در بسیاری موارد به رابطهٔ بین مقطعهای دیفرانسیلی در چارچوبهای آزمایشگاه و مرکزجرم احتیاج داریم. $(d\sigma/d\Omega)d\Omega$ احتمال گسیل ذرهٔ مورد بررسی حاصل از واکنش در داخل زاویهٔ فضایی $d\Omega$ است. از آنجایی که احتمال وقوع یك رویداد خاص در تمام چارچوبها باید یکسان باشد

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}d\Omega = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)' d\Omega' \tag{الف.۳۳}$$

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)' \frac{d\Omega'}{d\Omega} \tag{الف.۳۴}$$

$$d\Omega = d\phi \; d(\cos\theta) \tag{الف.۳۵}$$

که در آن θ و ϕ زوایای مختصات قطبی کروی هستند. ما جهت x را درجهت $\mathbf{p}_1$ درنظر گرفته و زاویهٔ θ را از محور x اندازه می‌گیریم. ϕ زاویهٔ سمتی حول محور z است. بنابراین $\phi = \phi'$ و

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)' \frac{d\cos\theta'}{d\cos\theta} \tag{الف.۳۶}$$

برای ذرهٔ در نظر گرفته‌شده (ذرهٔ ۳ یا ۴)، داریم

$$p'_x = \gamma(p_x - \beta E/c) \tag{الف.۳۷}$$

$$p'_y = p_y \tag{الف.۳۸}$$

$$p'_z = p_z \tag{الف.۳۹}$$

$$\frac{E'}{c} = \gamma\left(\frac{E}{c} - \beta p_x\right) \tag{الف.۴۰}$$

یا به‌صورت

$$p'\cos\theta' = \gamma(p\cos\theta - \beta E/c) \tag{الف.۴۱}$$

$$p'\sin\theta' = p\sin\theta \tag{الف.۴۲}$$

$$E' = \gamma(E - c\beta p \cos\theta) \qquad \text{(الف.۴۳)}$$

انرژی و بزرگی تکانهٔ ذره درچارچوب مرکز جرم مستقل از جهت حرکت ذره است. به‌طوری که

$$\frac{\mathrm{d}p'}{\mathrm{d}\cos\theta} = 0 \quad \text{و} \quad \frac{\mathrm{d}E'}{\mathrm{d}\cos\theta} = 0 \qquad \text{(الف.۴۴)}$$

با مشتق گیری از رابطهٔ (الف.۴۱) نسبت به $\cos\theta$ و استفاده از رابطهٔ زیر

$$\frac{\mathrm{d}E}{\mathrm{d}p} = \frac{c^2 p}{E} \qquad \text{(الف.۴۵)}$$

[که از رابطهٔ (الف.۲۰) ناشی می‌شود]، به‌دست می‌آوریم

$$p'\frac{\mathrm{d}\cos\theta'}{\mathrm{d}\cos\theta} = \gamma\left(p + \cos\theta\,\frac{\mathrm{d}p}{\mathrm{d}\cos\theta} - \beta\frac{cp}{E}\,\frac{\mathrm{d}p}{\mathrm{d}\cos\theta}\right) \qquad \text{(الف.۴۶)}$$

و از (الف.۴۳)

$$0 = \gamma\left(\frac{c^2 p}{E}\,\frac{\mathrm{d}p}{\mathrm{d}\cos\theta} - c\beta p - c\beta\cos\theta\,\frac{\mathrm{d}p}{\mathrm{d}\cos\theta}\right) \qquad \text{(الف.۴۷)}$$

با حذف $\mathrm{d}p/\mathrm{d}\cos\theta$، حاصل می‌شود

$$\frac{\mathrm{d}\cos\theta'}{\mathrm{d}\cos\theta} = \frac{p^2}{\gamma p'\left(p - \frac{\beta E}{c}\cos\theta\right)} = \frac{p}{\gamma p'\left(1 - \frac{\beta}{\beta_u}\cos\theta\right)} \qquad \text{(الف.۴۸)}$$

که در آن

$$\beta_u = u/c = cp/E$$

که در آن u سرعت ذره است. بنابراین

$$\frac{\mathrm{d}\sigma}{\mathrm{d}\Omega} = \frac{p}{\gamma p'\left(1 - \frac{\beta}{\beta_u}\cos\theta\right)}\left(\frac{\mathrm{d}\sigma}{\mathrm{d}\Omega}\right)' \qquad \text{(الف.۴۹)}$$

همچنین مناسب است رابطهٔ (الف.۴۸) را برحسب θ' و E' نیز به دست آوریم. با استفاده از معکوس تبدیل لورنتس که نتیجهٔ آن معادلات (الف.۴۱) و (الف.۴۳) بودند، خواهیم داشت

$$p\cos\theta=\gamma\left(p'\cos\theta'+\frac{\beta E'}{c}\right) \tag{الف.۵۰}$$

$$E=\gamma\,(E'+c\beta p'\cos\theta') \tag{الف.۵۱}$$

حال

$$\frac{\cos\theta}{p}=\frac{p\cos\theta}{p^{2}}=\frac{1}{p^{2}}\gamma\left(p'\cos\theta'+\frac{\beta E'}{c}\right) \tag{الف.۵۲}$$

از معادلات (الف.۵۲) و (الف.۵۱) داریم

$$\frac{\beta E}{pc}\cos\theta=\frac{1}{p^{2}}\,\frac{\beta\gamma^{2}}{c}(E'+c\beta p'\cos\theta')\left(p'\cos\theta'+\frac{\beta E'}{c}\right)$$

بنابراین

$$1-\frac{\beta E}{pc}\cos\theta=\left[\,p^{2}-\frac{\beta\gamma^{2}}{c}(E'+c\beta p'\cos\theta')\left(p'\cos\theta'+\frac{\beta E'}{c}\right)\right]/\,p^{2} \tag{الف.۵۳}$$

با جایگزینی p^{2} در صورت رابطهٔ بالا

$$p^{2}=\frac{E^{2}}{c^{2}}-M^{2}c^{2}=\frac{E^{2}}{c^{2}}-\frac{E'^{2}}{c^{2}}+p'^{2} \tag{الف.۵۴}$$

$$=p'^{2}-\frac{E'^{2}}{c^{2}}+\frac{\gamma^{2}}{c^{2}}(E'+c\beta p'\cos\theta')^{2}$$

به‌دست می‌آوریم

$$1-\frac{\beta E}{pc}\cos\theta=\frac{p'^{2}}{p^{2}}\left(1+\frac{\beta E'}{p'c}\cos\theta'\right) \tag{الف.۵۵}$$

بنابراین

$$\frac{d\cos\theta'}{d\cos\theta}=\frac{p^{3}}{\gamma p'^{3}\left(1+\frac{\beta E'}{p'c}\cos\theta'\right)} \tag{الف.۵۶}$$

$$=\frac{p^{3}}{\gamma p'^{3}\left(1+\frac{\beta}{\beta'_{u}}\cos\theta'\right)}$$

که درآن

$$\beta'_{u}=u'/c \tag{الف.۵۷}$$

چون زاویه‌ای که به‌صورت تجربی اندازه‌گیری می‌شود θ است، و p' و E' مستقل از زاویه‌اند، مناسب است که p، E، و $\mathrm{d}\cos\theta'/\mathrm{d}\cos\theta$ برحسب θ و p' یا θ و E' بیان شوند.

از معادلهٔ (الف.۴۳)، داریم

$$E=\frac{E'}{\gamma}+c\beta p\cos\theta \qquad \text{(الف.۵۸)}$$

سپس

$$\begin{aligned}c^{2}p^{2}&=E^{2}-M^{2}c^{4}\\&=\frac{E'^{2}}{\gamma^{2}}+\frac{2c\beta pE'\cos\theta}{\gamma}+c^{2}\beta^{2}p^{2}\cos^{2}\theta-M^{2}c^{4}\end{aligned}$$

یعنی

$$(1-\beta^{2}\cos^{2}\theta)p^{2}-2\frac{\beta E'}{c\gamma}p\cos\theta+M^{2}c^{2}-\frac{E'^{2}}{c^{2}\gamma^{2}}=0$$

با حل کردن معادله برای p

$$p=\left[\frac{\beta E'\cos\theta}{c\gamma}\pm Y^{\frac{1}{2}}\right]/(1-\beta^{2}\cos^{2}\theta) \qquad \text{(الف.۵۹)}$$

که در آن

$$\begin{aligned}Y&=\frac{E'^{2}}{c^{2}\gamma^{2}}-M^{2}c^{2}(1-\beta^{2}\cos^{2}\theta)\\&=p'^{2}(1-\beta^{2})-M^{2}c^{2}\beta^{2}\sin^{2}\theta\end{aligned} \qquad \text{(الف.۶۰)}$$

می‌توان معادلهٔ (الف.۶۰) را به‌نحوی مرتب کرد که نتیجهٔ زیر حاصل شود

$$Y=\left(\frac{\beta E'\cos\theta}{c\gamma}\right)^{2}+E'^{2}(1-\beta^{2}\cos^{2}\theta)\frac{\beta'^{2}_{u}-\beta^{2}}{c^{2}} \qquad \text{(الف.۶۱)}$$

برای

$$\beta'_{u}>\beta$$

$$Y>\left(\frac{\beta E'\cos\theta}{c\gamma}\right)^{2}$$

و ازآنجایی که p بزرگی تکانه است و می‌بایست مثبت باشد، علامت مثبت را در رابطهٔ (الف.۵۹) باید در نظر گرفت.

برای

$$\beta'_{u}<\beta$$

در معادلهٔ (الف.۵۹) هر دوعلامت می‌توانند ظاهر شوند، اما برای

$$\sin\theta > p'/\gamma Mc\beta \qquad \text{(الف.۶۲)}$$

Y منفی است، و برای p جواب حقیقی وجود ندارد. در این حالت‌که درآن سرعت مرکزجرم بزرگتر ازسرعت ذرهٔ‌گسیل یافته درچارچوب مرکز جرم است، ذره نمی‌تواند در جهت عقب گسیل یابد. پس برای این‌حالت ($\beta'_u < \beta$) داریم

$$\sin\theta < \frac{p'}{\gamma Mc\beta} \qquad \text{(الف.۶۳)}$$

و

$$\theta < \pi/2 \qquad \text{(الف.۶۴)}$$

و هر دو علامت در معادلهٔ (الف.۵۹) ظاهر می‌شوند، همچنان‌که برای یك زاویهٔ معین θ که متناظر با گسیل در دو مقدار θ' است دو مقدار ممکن p وجود دارد.

با جاگذاری معادلهٔ (الف.۵۹) در

$$E = c(p^2 + M^2c^2)^{1/2}$$

یا به‌طور ساده‌تر با نوشتن معادلهٔ (الف.۴۳) به‌صورت

$$p = \frac{E - E'/\gamma}{c\beta\cos\theta} \qquad \text{(الف.۶۵)}$$

و سپس جاگذاری p ازمعادلهٔ (الف.۴۳) در

$$c^2p^2 = E^2 - M^2c^4$$

و حل معادلهٔ درجه دوم حاصل برای E، به‌دست می‌آوریم

$$E = \frac{E'/\gamma \pm c\beta\cos\theta\, Y^{1/2}}{(1-\beta^2\cos^2\theta)} \qquad \text{(الف.۶۶)}$$

از معادلات (الف.۶۶) و (الف.۵۹) به‌دست می‌آوریم

$$1 - \frac{\beta E}{cp}\cos\theta = \pm\frac{Y^{1/2}(1-\beta^2\cos^2\theta)}{\dfrac{\beta E'\cos\theta}{c\gamma} \pm Y^{1/2}} \qquad \text{(الف.۶۷)}$$

و معادلهٔ (الف.۴۸) را می‌توان به‌صورت

$$\frac{d\cos\theta'}{d\cos\theta}=\frac{(\beta E'\cos\theta/c\gamma\pm Y^{1/2})^2}{\gamma p'^{1/2}Y(1-\beta^2\cos^2\theta)^2} \qquad \text{(الف.۶۸)}$$

نوشت. توجه کنید Y که توسط معادلهٔ (الف.۶۰) داده شده است، به θ بستگی دارد. بدین‌ترتیب، بستگی $d\cos\theta'/d\cos\theta$ به θ به‌وضوح توسط معادلات (الف.۶۰) و (الف.۶۸) نموده شده است. عبارت $(1-\beta^2\cos^2\theta)^2$ در مخرج معادلهٔ (الف.۶۸) نشان می‌دهد که برای واکنشی در انرژی خیلی زیاد، به‌طوری‌که $\beta\simeq1$ باشد، قسمت اعظم ذرات نهایی در جهت ذرهٔ فرودی تولید می‌شوند. از معادلهٔ (الف.۶۰) دیده می‌شود که کمیت $d\cos\theta'/d\cos\theta$ در حالت زیر دارای تکینگی است

$$\sin\theta=p'/Mc\beta\gamma$$

$$=\frac{\beta'_u}{(1-\beta'^2_u)^{1/2}}\,\frac{(1-\beta^2)^{1/2}}{\beta} \qquad \text{(الف.۶۹)}$$

و این به شرطی‌است که $\beta'_u<\beta$، یعنی سرعت ذرهٔ گسیل یافته در چارچوب مرکز جرم از سرعت مرکز جرم کمتر باشد. در این حالت، در توزیع زاویه‌ای ذرات نهایی در چارچوب آزمایشگاه در زاویهٔ θ که به‌وسیله معادلهٔ (الف.۶۹) داده شده، قله‌ای به‌وجود می‌آید. از این خصوصیت رابطهٔ (الف.۶۸) در طیف سنجی جرمهای نایافته برای تشدیدهای بوزونی که در بخش ۴۵ مورد بحث قرارگرفت، بهره برداری شد.

توجه کنید که معادلهٔ (الف.۶۸) را به صورت زیر هم می‌توان نوشت

$$\frac{d\cos\theta'}{d\cos\theta}=\frac{p^2}{\gamma p' Y^{1/2}} \qquad \text{(الف.۷۰)}$$

نتایج این بخش در مورد واپاشی یك ذرهٔ متحرك به دو ذره نیز به‌کار برده می‌شود، مثلا در مورد

$$5 \longrightarrow 3+4$$

بدین‌ترتیب، v سرعت ذرهٔ واپاشنده در چارچوب آزمایشگاه است. چارچوب مرکز جرم چارچوب سکون ذرهٔ واپاشنده است. در حالتی که توزیع زاویه‌ای ذرات ۳ و ۴ در چارچوب سکون ۵ همسانگرد است، اگر ذرهٔ ۵ بسیار پرانرژی باشد به‌طوری‌که $\beta\simeq1$، ازمعادلهٔ (الف.۶۸) می‌بینیم که قسمت اعظم ذرات حاصل‌از واپاشی درچارچوب آزمایشگاه به جهت جلو گسیل می‌یابند. تمرینهای ۲ و ۳ فصل هشتم را ببینید.

الف ۴. اتساع زمان

اتساع زمان یا کندکاری ساعتهای متحرك، نتیجه‌ای مهم از نظریهٔ نسبیت خاص است. باریکه‌ای از ذرات واپاشی کننده به‌صورت یك ساعت متحرك رفتار می‌کند، و باریکه‌ای

از ذرات واپاشی‌کننده آهسته‌تر از ذرات در حال سکون واپاشیده می‌شود. اگر τ_0 عمر متوسط (پیوست ج را ببینید) ذره‌ای در چارچوب سکونش باشد، عمر متوسط مشاهده شده در چارچوب آزمایشگاهی که ذره با سرعت v نسبت به آن حرکت می‌کند، عبارت است از

$$\tau = \frac{\tau_0}{(1 - v^2/c^2)^{\frac{1}{2}}} \qquad \text{(الف.۷۱)}$$

(ریندلر، ۱۹۶۶).

مراجع

De Benedetti, S., *Nuclear Interactions*, 1964. Wiley, New York.

Rindler, W., *Special Relativity*, 1966. Oliver and Boyd, London.

پیوست ب

مکانیک کوانتومی

ب.۱ مقدمه

در اینجا فقط شرحی مختصر و مقدماتی از مکانیک کوانتومی ارائه می‌شود. بعضی ازمنابع مفید عبارت‌اند از فاینمن (۱۹۶۵)، زیوك (۱۹۶۹)، ساکسون (۱۹۶۸)، و در سطح بالاتری شیف (۱۹۶۸)، لانداؤ و لیف‌شیتز (۱۹۵۸).

برای هر ذرهٔآزادی با تکانهٔ $\mathbf{p}$ و انرژی E یك موج دوبروی وابسته وجود دارد

$$\psi(\mathbf{r}, t) = \exp\{i(\mathbf{p}\cdot\mathbf{r} - Et)/\hbar)\} \tag{ب.۱}$$

این موج دوبروی دارای طول موج

$$\lambda = h/p \tag{ب.۲}$$

و بسامد

$$\nu = E/h \tag{ب.۳}$$

است. عدد موج عبارت است از

$$k = ۲\pi/\lambda = p/\hbar \tag{ب.۴}$$

در نظریهٔ نانسبیتی، E انرژی جنبشی ذره و به‌صورت زیر است

$$E = \frac{p^{۲}}{۲M} = \frac{\hbar^{۲}k^{۲}}{۲M} \tag{ب.۵}$$

و در نظریهٔ نسبیتی، E به‌صورت انرژی کل ذره ظاهر می‌شود

$$E = c(p^{۲} + M^{۲}c^{۲})^{\frac{۱}{۲}} \tag{ب.۶}$$

در مکانیك کوانتومی نانسبیتی، حالت فیزیکی یك دستگاه مشتمل بر N ذره توسط

یك تابع موج (یا تابع حالت) توصیف می‌شود

$$\psi(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \dots \mathbf{r}_N, t)$$

که برای‌آن معادلهٔ شرودینگر برقرار است

$$i\hbar\frac{\partial}{\partial t}\psi(\mathbf{r}_1, \dots, \mathbf{r}_N, t) = \left[-\hbar^2\sum_{i=1}^{N}\frac{1}{2M_i}\nabla_i^2 + V(\mathbf{r}_1, \dots, \mathbf{r}_N)\right]\psi(\mathbf{r}_1, \dots \mathbf{r}_N, t) \qquad (ب.۷)$$

که درآن $V(\mathbf{r}_1, \dots, \mathbf{r}_N)$ تابع پتانسیل است. برای حالتهای با انرژی معین (که ویژه- حالتها هم نامیده می‌شوند)، داریم

$$\psi(\mathbf{r}_1, \dots, \mathbf{r}_N, t) = \psi_n(\mathbf{r}_1, \dots, \mathbf{r}_N)e^{-iE_n t/\hbar} \qquad (ب.۸)$$

که درآن ψ_n جوابی از معادلهٔ مستقل از زمان شرودینگر است

$$\left[-\hbar^2\sum_{i=1}^{N}\frac{1}{2M_i}\nabla_i^2 + V(\mathbf{r}_1, \dots, \mathbf{r}_N)\right]\psi_n(\mathbf{r}_1, \dots, \mathbf{r}_N) = E_n\psi_n(\mathbf{r}_1, \dots, \mathbf{r}_N) \qquad (ب.۹)$$

برای یك ذرهٔ منفرد داریم

$$i\hbar\frac{\partial}{\partial t}\psi(\mathbf{r}, t) = \left[-\frac{\hbar^2}{2M}\nabla^2 + V(\mathbf{r})\right]\psi(\mathbf{r}, t) \qquad (ب.۱۰)$$

و برای حالتی با انرژی معین

$$\psi(\mathbf{r}, t) = \psi_n(\mathbf{r})e^{-iE_n t/\hbar}$$

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2M}\nabla^2 + V(\mathbf{r})\right]\psi_n(\mathbf{r}) = E_n\psi_n(\mathbf{r}) \qquad (ب.۱۱)$$

برای یك ذرهٔ آزاد، $V = 0$، خواهیم داشت

$$i\hbar\frac{\partial}{\partial t}\psi(\mathbf{r}, t) = -\frac{\hbar^2}{2M}\nabla^2\psi(\mathbf{r}, t) \qquad (ب.۱۲)$$

که حل آن توسط معادلات (ب.۱) و (ب.۵) داده شده‌اند.

ب.۲ حالتها و عملگرها

مکانیك کوانتومی یك دستگاه دلخواه فیزیکی با بررسی نظری بعضی از وجوه مکانیك

کوانتومی نانسبیتی قابل‌ارائه است. هرحالت یك دستگاه فیزیکی به‌وسیلهٔ تابع حالت ψ نمایش داده می‌شود. تابع ψ برای یك ذرهٔ منفرد و بدون اسپین را می‌توان به‌صورت تابعی از زمان و مختصات ذره، یعنی به‌صورت $\psi(\mathbf{r}, t)$، در نظر گرفت، اما در حالت عمومیتر ψ به سایر کمیات نظیر اسپین هم وابسته است. کمیاتی که بتوان آنها را اندازه‌گیری و یا مشاهده کرد، مشاهده پذیر نامیده می‌شوند. متناظر با هر کمیت مشاهده‌پذیر A از دستگاه، یك عملگر خطی $\hat{A}$ وجود دارد. در صورتی A یك عملگر است که برای هر تابع حالت دلخواه ψ، $A\psi$ یك تابع حالت باشد. در صورتی A یك عملگر خطی است که برای تمام توابع حالت ψ_1، ψ_2 و برای تمام اعداد مختلط λ_1، λ_2 رابطهٔ زیر برقرار باشد

$$\hat{A}(\lambda_1\psi_1+\lambda_2\psi_2)=\lambda_1\hat{A}\psi_1+\lambda_2\hat{A}\psi_2$$

دراین پیوست باپیروی از لانداؤ و لیف شیتز (۱۹۵۸) و فاینمن (۱۹۶۵) برای مشخص کردن یك عملگر علامت ^ را به‌کار می‌بریم. بعضی از مؤلفین شاخص، op، نظیر A_{op} را به‌کارمی‌برند، اما غالباً هیچ علامت مشخص‌کننده‌ای به‌کاربرده نمی‌شود ودراین‌صورت از محتوی باید فهمیدکه A یك مشاهده پذیر است یا یك عملگر. درمتن اصلی این کتاب، هنگامی که ممکن است اشتباهی صورت گیرد، برای عملگرها علامت ^ به‌کار رفته است.

هر دو تابع حالت ψ_1 و ψ_2 باهم یك عدد مختلط را معین می‌کنند که حاصلضرب نرده‌ای نامیده شده و به‌صورت زیر نوشته می‌شود

$$\langle\psi_2|\psi_1\rangle$$

و خاصیت زیر را دارد

$$\langle\psi_1|\psi_2\rangle=\langle\psi_2|\psi_1\rangle^* \qquad (\text{ب.۱۳})$$

برای توابع حالت یك ذرهٔ منفرد و بدون اسپین، داریم

$$\langle\psi_1|\psi_2\rangle=\int\psi_1^*\psi_2\, d^3\mathbf{r} \qquad (\text{ب.۱۴})$$

هنگامی که ψ_1 و ψ_2 بهنجار شده باشند، یعنی

$$\langle\psi_1|\psi_1\rangle=1$$

$$\langle\psi_2|\psi_2\rangle=1$$

در این صورت، چنانچه دستگاهی در حالت ψ_1 آماده شود، احتمال پیداکردن آن در حالت ψ_2 عبارت است از $|\langle\psi_2|\psi_1\rangle|^2$.

عملگر $\hat{B}$ را الحاقی هرمیتی $\hat{A}$ می‌نامند اگر به‌ازای هر ψ_1 و ψ_2 داشته‌باشیم

$$\langle\psi_1|\hat{B}\psi_2\rangle=\langle\psi_2|\hat{A}\psi_1\rangle^*$$

وآن را به‌صورت زیر می‌نویسند

$$\hat{B} = \hat{A}^{+}$$

اگر

$$A^{\dagger} = \hat{A}$$

باشد، عملگر $\hat{A}$ عملگر هرمیتی نامیده خواهد شد. مشاهده پذیرهای حقیقی، نظیر تکانه و انرژی توسط عملگرهای هرمیتی‌نمایش داده می‌شوند. برای هرعملگرهرمیتی $\hat{A}$، می‌توان یك مجموعه توابع حالت ψ_n، که ویژه تابعهـای $\hat{A}$ نامیده می‌شوند، پیداکرد به‌طوری که داریم

$$\hat{A}\psi_n = a_n\psi_n \qquad (\text{ب}.۱۵)$$

که درآن a_n اعداد حقیقی بوده و ویژه مقدارهای $\hat{A}$ نامیده می‌شوند. حالتهای متناظر با ψ_n را ویژه حـالتهـای $\hat{A}$ می‌نامند. نتیجهٔ اندازه‌گیری یك مشاهده‌پذیر A یکی‌از ویژه‌مقدارهـای a_n خواهد بود. مقدار میانگین حـاصل از تعداد زیـادی اندازه گیری روی مشاهده پذیر A که با تابع حالت ψ توصیف می‌شود، عبارت است از

$$\langle A\rangle = \frac{\langle\psi|\hat{A}|\psi\rangle}{\langle\psi|\psi\rangle} \qquad (\text{ب}.۱۶)$$

درحالت کلی، عملگرها جابه‌جایی‌پذیر نیستند

$$\hat{A}\hat{B} - \hat{B}\hat{A} \neq 0$$

مثلا برای یك ذرهٔ منفردکه توسط تابع حالت $\psi(\mathbf{r}, t)$ توصیف می‌شود، مؤلفه های تکانه توسط عملگرهای زیر نمایش داده می‌شوند

$$\hat{p}_x = \frac{\hbar}{i}\frac{\partial}{\partial x}$$

$$\hat{p}_y = \frac{\hbar}{i}\frac{\partial}{\partial y} \qquad (\text{ب}.۱۷)$$

$$\hat{p}_z = \frac{\hbar}{i}\frac{\partial}{\partial z}$$

و مختصات مکان x، y، و z توسط عملگرهـای $\hat{x} = x$، $\hat{y} = y$، و $\hat{z} = z$ نمایش داده می‌شوند، یعنی عملگر x دقیقاً یك ضرب‌در x است. دراین‌صورت

$$p_x\hat{x} - \hat{x}\hat{p}_x = \hbar/i$$

$$\hat{p}_y\hat{y} - \hat{y}\hat{p}_y = \hbar/i \qquad (\text{ب}.۱۸)$$

$$\hat{p}_z\hat{z} - \hat{z}\hat{p}_z = \hbar/i$$

علامت‌گذاری

$$[\hat{A},\ \hat{B}]=\hat{A}\hat{B}-\hat{B}\hat{A}$$

عموماً برای جابه‌جاپذیرها به‌کار می‌رود.

ب.۳ تکانهٔ زاویه‌ای

عملگر تکانهٔ زاویه‌ای مداری برای یك ذرهٔ منفرد عبارت است از

$$\hat{\mathbf{M}}=\hbar\hat{\mathbf{L}}=\hat{\mathbf{r}}\times\hat{\mathbf{p}} \quad \text{(ب.۱۹)}$$

و دارای روابط جابه‌جایی زیر است

$$[\hat{L}_x,\ \hat{L}_y]=i\hat{L}_z,\ [\hat{L}_y,\ \hat{L}_z]=i\hat{L}_x,\ [\hat{L}_z,\ \hat{L}_x]=i\hat{L}_y \quad \text{(ب.۲۰)}$$

برای یك پتانسیل با تقارن کروی، $V(\mathbf{r})=V(r)$، می‌توان حل معادلهٔ (ب.۱۱) را به‌صورت

$$\psi_n(\mathbf{r})=R_{nl}(r)Y_{lm}(\theta,\ \phi) \quad \text{(ب.۲۱)}$$

نوشت، که در آن r، θ، و ϕ مختصات قطبی کروی هستند

$$x=r\sin\theta\cos\phi$$
$$y=r\sin\theta\sin\phi$$
$$z=r\cos\theta$$

و $Y_{lm}(\theta\ \phi)$ هماهنگ‌ کروی است

$$Y_{lm}(\theta,\phi)=(-1)^m\left[\frac{(2l+1)(l-m)!}{4\pi(l+m)!}\right]^{\frac{1}{2}}e^{im\phi}P_l^{|m|}(\cos\theta) \quad \text{(ب.۲۲)}$$

که در آن $P_l^{|m|}(z)$ چند جمله‌ای وابستهٔ لژاندر است. l عددکوانتومی تکانهٔ زاویه‌ای مداری و m عددکوانتومی مؤلفه z تکانهٔ زاویه‌ای مداری ذره است. هماهنگهای Y_{lm} ویژه تابعهای مؤلفه z تکانهٔ زاویه‌ای مداری و بزرگی تکانهٔ زاویه‌ای مداری هستند

$$\hat{M}_z Y_{lm}(\theta,\phi)=\hbar m Y_{lm}(\theta,\ \phi) \quad \text{(ب.۲۳)}$$

$$\hat{M}^2 Y_{lm}(\theta,\phi)=\hbar^2\hat{L}^2 Y_{lm}(\theta,\ \phi)=\hbar^2 l(l+1)Y_{lm}(\theta,\ \phi) \quad \text{(ب.۲۴)}$$

l عدد درست و مثبت، و m عدد درست است

$$-l\leqslant m\leqslant +l$$

با در نظر گرفتن اسپین، ممکن است عددکوانتومی تکانهٔ زاویه‌ای نیم درست شود. کلیهٔ

عملگرهای تکانهٔ زاویه‌ای از روابط جابه‌جایی زیر

$$[\hat{J}_x, \hat{J}_y]=i\hat{J}_z,\ [\hat{J}_y, \hat{J}_z]=i\hat{J}_x,\ [\hat{J}_z, \hat{J}_x]=i\hat{J}_y \qquad (ب۰۲۵)$$

پیروی می‌کنند، و ویژه تابع $\hat{J}^2$ نیز می‌تواند ویژه تابع یکی از مؤلفه‌های $\mathbf{J}$، که معمولا $\hat{J}_z$ انتخاب می‌شود، باشد

$$\hat{J}^2\psi_{JM}=J(J+1)\psi_{JM} \qquad (ب۰۲۶)$$

$$\hat{J}_z\psi_{JM}=M\psi_{JM} \qquad (ب۰۲۷)$$

که درآن J عدد مثبت درست و یا نیم درست است، و M تعداد $(2J+1)$ مقدار زیر را اختیار می‌کند

$$M=-J,\ -J+1, \ldots, J-1,\ J$$

ب۰۴ جمع تکانه‌های زاویه‌ای

جمع دوتکانهٔ زاویه‌ای $\hat{\mathbf{J}}_a$، $\hat{\mathbf{J}}_b$ را با تکانهٔ زاویه‌ای کل $\hat{\mathbf{J}}$ درنظر می‌گیریم

$$\hat{\mathbf{J}}=\hat{\mathbf{J}}_a+\hat{\mathbf{J}}_b \qquad (ب۰۲۸)$$

مثلا امکان دارد $\hat{\mathbf{J}}_a$، $\hat{\mathbf{J}}_b$ تکانهٔ زاویه‌ای مداری دو ذرهٔ مختلف، و یاتکانهٔ زاویه‌ای مداری واسپین یك ذرهٔ منفرد باشند. برای $\hat{\mathbf{J}}_a$، $\hat{\mathbf{J}}_b$ مربوط به‌دستگاههای مستقل، داریم

$$[\hat{\mathbf{J}}_a, \hat{\mathbf{J}}_b]=0 \qquad (ب۰۲۹)$$

فرض‌کنید $\psi^a{}_{J_aM_a}$، $\psi^b{}_{J_bM_b}$ به‌ترتیب ویژه تابعهای $\hat{J}_a^2$، $\hat{J}_{az}$، $\hat{J}_b^2$، $\hat{J}_{bz}$ باشند.

$$\hat{J}_a^2\psi^a{}_{J_aM_a}=J_a(J_a+1)\psi^a{}_{J_aM_a},\ \hat{J}_{az}\psi^a{}_{J_aM_a}=M_a\psi^a{}_{J_aM_a} \qquad (ب۰۳۰)$$

$$\hat{J}_b^2\psi^b{}_{J_bM_b}=J_b(J_b+1)\psi^b{}_{J_bM_b},\ \hat{J}_{bz}\psi^b{}_{J_bM_b}=M_b\psi^b{}_{J_bM_b}$$

حاصلضرب $\psi_{J_a{}^aM_a}\psi_{J_b{}^bM_b}$ ویژه تابعهای $\hat{J}_a^2$، $\hat{J}_b^2$، $\hat{J}_{az}$، $\hat{J}_{bz}$ هستند. درمورد ویژه‌تابعهای $\hat{J}_a^2$، $\hat{J}_b^2$، $\hat{J}^2$ و $\hat{J}_z$ الزاماً داریم

$$\begin{aligned}
\hat{J}^2\psi_{JM}&=J(J+1)\psi_{JM}\\
\hat{J}_z\psi_{JM}&=M\psi_{JM}\\
\hat{J}_a^2\psi_{JM}&=J_a(J_a+1)\psi_{JM}\\
\hat{J}_b^2\psi_{JM}&=J_b(J_b+1)\psi_{JM}
\end{aligned} \qquad (ب۰۳۱)$$

ψ_{JM} توسط رابطهٔ زیر داده می‌شود

$$\psi_{JM} = \sum_{M_a, M_b} \langle J_a M_a J_b M_b | J_a J_b J M \rangle \psi^a{}_{J_a M_a} \psi^b{}_{J_b M_b} \qquad (ب.۳۲)$$

که درآن $\langle J_a M_a J_a M_b | J_a J_b J M \rangle$ ضرایب کلبش‌وگوردن نامیده می‌شوند وهمان طوری‌که علامت گذاری نشان می‌دهد، حاصلضرب نرده‌ای هستند.

$$\langle J_a M_a J_b M_b | J_a J_b J M \rangle = \langle \psi^a{}_{J_a M_a} \psi_J{}^b{}_{b M_b} / \psi_{JM} \rangle \qquad (ب.۳۳)$$

توجه کنید، برای $M \neq M_a + M_b$ داریم

$$\langle J_a M_a J_b M_b | J_a J_b J M \rangle = ۰ \qquad (ب.۳۴)$$

بانوشتن تابع‌حالت ψ_a به‌صورت $|a\rangle$ علامت گذاری ساده‌تری به‌دست‌خواهیم آورد. دراین علامت گذاری a مجموعهٔ اعداد کوانتومی یا علائم حالت است، به عنوان مثال ψ_{JM} را با $|JM\rangle$ نشان می‌دهیم. اگرتابع حالتی، مثلا ψ_b، به‌صورت عامل مقدم ضرب نرده‌ای ظاهـر شود، نظیر $\langle \psi_b | \psi_a \rangle$، آن را به‌شکل $\langle b|$ می‌نویسند. پس می‌توان نوشت

$$\langle \psi_b | \psi_a \rangle = \langle b | a \rangle$$

$\langle b|$ برا و $|a\rangle$ کت نامیده شده وهردوباهم به‌صورت براکت درمی‌آیند. مقصود از به‌کار بردن براها وکتها تنها به‌خاطرساده‌کردن علائم نیست، ولی دراینجا به‌مفاهیم عمیقترآنها نخواهیم پرداخت. برای بررسی بیشترآنها به‌کتابهای فاینمن (۱۹۶۵)، و دیراك (۱۹۵۸) مراجعه‌کنید.

با به‌کار بردن کتها می‌توان معادلات (ب.۲۶) و (ب.۲۷) را به‌صورت

$$\hat{J}^۲ |J, M\rangle = J(J+۱) |J, M\rangle$$

$$\hat{J}_z |J, M\rangle = M |J, M\rangle \qquad (ب.۳۵)$$

نوشت. معادلهٔ (ب.۳۲) به‌صورت زیرنوشته خواهد شد.

$$|J_a J_b J M\rangle = \sum_{M_a, M_b} \langle J_a M_a J_b M_b | J_a J_b J M \rangle | J_a M_a J_b M_b \rangle \qquad (ب.۳۶)$$

معکوس معادلهٔ (ب.۳۶) به‌صورت زیر درمی‌آید

$$|J_a M_a J_b M_b\rangle = \sum_{J, M} \langle J_a J_b J M | J_a M_a\ J_b M_b \rangle | J_a J_b J M \rangle \qquad (ب.۳۷)$$

$$\langle J_a J_b J M | J_a M_a J_b M_b \rangle = \langle J_a M_a J_b M_b | J_a J_b J M \rangle^* \qquad (ب.۳۸)$$

معمولافازهای نسبی توابع حالت تکانهٔ زاویه‌ای چنان انتخاب می‌شوندکه ضرایب کلبش وگوردن به‌صورت حقیقی درآیند. فقط برای

$$J = J_a + J_b,\ J_a + J_b - ۱,\ \ldots,\ |J_a - J_b| \qquad (ب.۳۹)$$

مقدارهای کلبش و گوردن مخالف صفراست

$$\langle J_a M_a J_b M_b | J_a J_b \ JM \rangle \neq ۰$$

بدین‌ترتیب ترکیب تکانهٔ زاویه‌ای طبق الگوی برداری که درایزبر گ (۱۹۶۱) توصیف شده، انجام می‌شود. بااستفاده ازمعادلات (ب.۳۹) و (ب.۳۴) می‌توان معادلهٔ (ب.۳۷) را به‌صورت زیرنوشت

$$|J_a M_a J_b M_b\rangle = \sum_{J=J_a-J_b}^{J_a+J_b} \langle J_a J_b J (M_a + M_b) | J_a M_a J_b M_b \rangle$$
$$\times |J_a J_b J (M_a + M_b)\rangle \qquad (ب.۴۰)$$

درجدول ب.۱ ضرایب کلبش و گوردن برای $J_b = ۱/۲$ و J_a دلخواه ارائه شده‌اند.

جدول ب.۱ $\langle J_a (M - M_b) ۱/۲ M_b | J_a {}^{۱/۲} JM \rangle$

J	$M_b = +\frac{۱}{۲}$	$M_b = -\frac{۱}{۲}$
$J_a + \frac{۱}{۲}$	$\left[\frac{J_a + M + \frac{۱}{۲}}{۲J_a + ۱}\right]^{\frac{۱}{۲}}$	$\left[\frac{J_a - M + \frac{۱}{۲}}{۲J_a + ۱}\right]^{\frac{۱}{۲}}$
$J_a - \frac{۱}{۲}$	$-\left[\frac{J_a - M + \frac{۱}{۲}}{۲J_a + ۱}\right]^{\frac{۱}{۲}}$	$\left[\frac{J_a + M + \frac{۱}{۲}}{۲J_a + ۱}\right]^{\frac{۱}{۲}}$

مراجع

Dirac, P. A. M., *The Principles of Quantum Mechanics*, 4th edition, 1958. Oxford University Press.

Eisberc, R. M., *Fundamentals of Modern Physics*, 1961. Wiley, New-York.

Feynman, R. P., R. B. Leighton and M. Sands, *Quantum Mechanics*,

Vol. III of *The Feynman Lectures on Physics*, 1965. Addison-Wesley, Reading, Mass.

Landau, L. D. and E. M. Lifshitz, *Quantum Mechanics*, 1958. Pergamon, London.

Saxon, D. S., *Quantum Mechanics*, 1968, Holden-Day, San Francisco.

Schiff, L. I., *Quantum Mechanics*, 3rd edition, 1968. McGraw-Hill, New York.

Ziock, K., *Basic Quantum Mechanics*, 1969. Wiley, New York.

پیوست ج

ج.۱ طول عمر

اگر احتمال واپاشی ذره‌ای در واحد زمان λ باشد، و اگر N ذره وجود داشته باشند و در زمان $\mathrm{d}t$ تعداد $\mathrm{d}N$ ازآنها واپاشیده شوند، می‌توان نوشت

$$\mathrm{d}N = -N\lambda \mathrm{d}t \quad (ج.۱)$$

یا

$$N = N_0 \exp(-\lambda t) \quad (ج.۲)$$

که درآن N_0 تعداد ذرات در شروع بررسی $t = 0$ است. طول عمر ذرات واپاشنده τ به‌صورت معکوس احتمال واپاشی در واحد زمان تعریف می‌شود

$$\tau = \frac{1}{\lambda} \quad (ج.۳)$$

پس

$$N = N_0 \exp(-t/\tau) \quad (ج.۴)$$

بنابراین طول عمر فاصلهٔ زمانی‌است که در طی‌آن تعداد ذرات موجود به $1/e$ تعدادآن در شروع فاصلهٔ زمانی‌کاهش یافته باشد.

طول عمری‌که در معادلهٔ (ج.۳) تعریف شد، طول عمر میانگین است زیرا طول عمر میانگین توسط رابطهٔ زیر داده می‌شود

$$\frac{\int t \exp(-t/\tau)\mathrm{d}t}{\int \exp(-t/\tau)\mathrm{d}t} = \tau \quad (ج.۵)$$

گرچه غالباً عمرمیانگین برای اندازه گیری احتمال واپاشی در فیزیك ذرات به‌کار

برده می‌شود، بعضی از مؤلفین (مثلا لیوینگستون، ۱۹۶۸) نیمه عمر T را نیز به‌کار می‌برند، که بدین‌صورت تعریف می‌شود: مدت زمانی که طول می‌کشد تا تعداد ذرات اولیه به‌نصف تقلیل یابد، و با عمر میانگین توسط رابطهٔ زیر مربوط است

$$T = \tau \ln ۲ = ۰٫۶۹۳\ \tau$$

ج.۲ سطح مقطع

معمولا احتمال یك واکنش توسط سطح مقطع بیان می‌شود. واکنش زیر



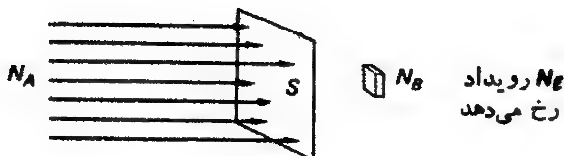
$$A + B \longrightarrow \text{هرچیزی} \qquad \text{(ج.۶)}$$

که درآن باریکه‌ای از ذرات A با تکانهٔ معین بر روی هدفی از ذرات B فرود می‌آید را در نظر بگیرید، به‌طوری که احتمال انجام واکنش بین ذره‌های A و B به‌اندازهٔ‌کافی کوچك باشد که تضعیف باریکه ذرات A درگذار ازهدف ناچیز گرفته شود. سطح مقطع (یاسطح مقطع کل) به‌صورت تعداد رویدادهایی، نظیرآنچه در معادلهٔ (ج.۶) آمده‌است، تعریف می‌شود که درواحد زمان به‌ازای واحد شار ذرات فرودی برای هر ذرهٔ هدف رخ می‌دهند. شار ذرات فرودی عبارت‌است از تعداد ذراتی‌که در واحد زمان از واحد سطح عمود بر جهت باریکه عبور می‌کنند. برای موقعیتی‌که در شکل ج.۱ نموده شده است، و درآن تعداد N_A ذره ازسطح S می‌گذرند و N_E رویداد درطول زمان t و برای هدفی که شامل N_B ذره است رخ می‌دهند، سطح مقطع به‌صورت زیر در می‌آید

$$\sigma = \frac{N_E/t}{N_B N_A t^{-۱} S^{-۱}} = \frac{N_E S}{N_B N_A} \qquad \text{(ج.۷)}$$

و سطح مقطع دارای بعد مساحت است.

هنگامی که جهت حرکت بعضی‌ازذرات،مثلا C، درحالت‌نهایی اندازه‌گیری می‌شود، سطح مقطع دیفرانسیلی $d\sigma/d\Omega$ را می‌توان معین‌کرد، تعداد رویدادها در واحد زمان به‌ازای واحد شار فرودی برای هر ذرهٔ هدف، به‌طوری‌که راستای حرکت ذرهٔ C در



شکل ج.۱

داخل زاویهٔ فضایی مشخص $d\Omega$ باشد، عبارت است از

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}d\Omega$$

مرجع

Livingston, M. S., *Particle Physics : The High-Energy Frontier*, 1968. McGraw-Hill, New York.

پیوست د

اصل توازن تفصیلی

واکنش زیر را در نظر بگیرید



$$A+a \rightleftarrows B+b \qquad (د.۱)$$

وکانالهای $A+a$ و $B+b$ را به‌ترتیب با α و β نشان دهید.

تصور کنید که تعداد دلخواهی ازذرات A، a، B، و b دریك جعبهٔ بزرگ باحجم Ω وجود داشته باشند. در حالت تعادل، تعدادگذارهای در واحد زمان $\beta \rightarrow \alpha$ مساوی باتعدادگذارهای در واحد زمان $\alpha \rightarrow \beta$ است. اصل توازن تفصیلی بیان می کند که این تعادل درآهنگ گذارها در جزئیات برای گسترهٔ انرژی $(E, E+\mathrm{d}E)$ برقرار است.

فرض کنید که در گسترهٔ $(E, E+\mathrm{d}E)$ تعداد N_α حالت‌کانال α و N_β حالت کانال β وجود دارد. بر طبق اصول مکانیك‌آماری، به هنگام تعادل تمام حالتهای موجود در گسترهٔ $(E, E+\mathrm{d}E)$ احتمال اشغال شدن یکسانی خواهند داشت. بنابراین تعداد حالتهای اشغال شده درکانالهای α و β به‌ترتیب متناسب با N_α و N_β خواهند بود.

اگرمیانگین احتمال‌گذار در واحد زمان ازیك حالت α درگسترهٔ $(E, E+\mathrm{d}E)$ به‌کل حالتهای β درگسترهٔ $(E, E+\mathrm{d}E)$ را به‌صورت $w(\alpha \rightarrow \beta)$ و احتمال‌گذار متناظر در واحد زمان برای گذارهای $\alpha \leftarrow \beta$ را به‌صورت $w(\beta \rightarrow \alpha)$ نمایش‌دهیم، توازن‌آهنگ گذارها درگسترهٔ $(E, E+\mathrm{d}E)$ عبارت است از

$$N_\alpha w(\alpha \rightarrow \beta) = N_\beta w(\beta \rightarrow \alpha) \qquad (د.۲)$$

کارکردن در چارچوب مرکزجرم که توسط رابطهٔ زیر تعریف می‌شود،آسانتراست.

$$\mathbf{p}_A+\mathbf{p}_a = 0 = \mathbf{p}_B+\mathbf{p}_b \qquad (د.۳)$$

بنابر مکانیك‌کوانتومی، برای ذرات بدون اسپین در فضای فاز یك حالت به‌ازای واحد

حجم h^3 وجود دارد. بنابراین در حجم Ω، تعداد

$$4\pi h^{-3} p_a^2 \mathrm{d} p_a \Omega$$

حالت a در گسترهٔ $(p_a \ , \ p_a+\mathrm{d}p_a)$ وجود دارد. ازآنجایی که درچارچوب مرکزجرم کار می‌کنیم، حالت a به‌طور یگانه‌ای حالت A را تعیین خواهدکرد، به‌طوری که

$$N_\alpha = 4\pi h^{-3} p_a^2 \, \mathrm{d} p_a \Omega \qquad (\text{د.۴})$$

با نوشتن

$$p_a = p_A = p_\alpha \qquad (\text{د.۵})$$

دراین‌صورت، به‌دست می‌آید

$$E = E_a + E_A \qquad (\text{د.۶})$$

که در آن

$$E_a = c(p_\alpha^2 + M_a^2 c^2)^{\frac{1}{2}}$$
$$E_A = c(p_\alpha^2 + M_A^2 c^2)^{\frac{1}{2}} \qquad (\text{د.۷})$$

در نتیجه

$$\mathrm{d}E = \frac{c^2 p_\alpha}{E_a} \mathrm{d} p_\alpha + \frac{c^2 p_\alpha}{E_A} \mathrm{d} p_\alpha$$
$$= (v_a + v_A) \mathrm{d} p_\alpha$$
$$= V_\alpha \mathrm{d} p_\alpha \qquad (\text{د.۸})$$

که درآن $\mathbf{V}_\alpha$ عبارت است ازآهنگ تغییر $\mathbf{r}_a - \mathbf{r}_A$ که در چارچوب مرکز جرم محاسبه می‌شود.

در نتیجه

$$N_\alpha = 4\pi h^{-3} \Omega p_\alpha^2 V_\alpha^{-1} \mathrm{d}E \qquad (\text{د.۹})$$

و به‌طور مشابه

$$N_\beta = 4\pi h^{-3} \Omega p_\beta^2 V_\beta^{-1} \, \mathrm{d}E \qquad (\text{د.۱۰})$$

باجاگذاری (د.۹) و (د.۱۰) در معادلهٔ (د.۲) خواهیم داشت

$$p_\alpha^2 V_\alpha^{-1} w(\alpha \rightarrow \beta) = p_\beta^2 V_\beta^{-1} w(\beta \rightarrow \alpha) \qquad (\text{د.۱۱})$$

موقعیتهایی که در بالا مورد بررسی قرار دادیم، متناظر باشار فرودی $V\Omega^{-1}$ بر واحد سطح درواحد زمان است، با $V=V_\alpha$ یا $V=V_\beta$ برحسب اینکه واکنش به‌سمت جلو و یا در جهت عکس‌آن در نظر گرفته شود. سطح مقطع کل به‌صورت تعدادگذارهای در واحد زمان به‌ازای واحد شار فرودی تعریف می‌شود، آنگاه خواهیم داشت

$$\sigma=\Omega w/V \tag{د.۱۲}$$

و معادلهٔ (د.۱۱) را می‌توان به‌صورت زیر نوشت

$$p_\alpha^2\sigma(\alpha\rightarrow\beta)=p_\beta^2\sigma(\beta\rightarrow\alpha) \tag{د.۱۳}$$

اگر ذره‌ای دارای اسپین J باشد، برای مشخص‌کردن‌کامل حالت ذره بایدمؤلفه‌ای از اسپین مثلا J_z را تعیین‌کرد، و هر حالت فضایی متناظر با $(2J+1)$ حالت است. بنابراین‌چگالی حالتهای متناظر باید در $(2J+1)$ ضرب شود. اگرذرات A، a، B، و b به ترتیب دارای اسپینهای J_A، J_a، J_B و J_b باشند، معادلهٔ (د.۱۳) به صورت زیر تصحیح خواهد شد

$$(2J_A+1)(2J_a+1)p_\alpha^2\sigma(\alpha\rightarrow\beta)=(2J_B+1)(2J_b+1)p_\beta^2\sigma(\beta\rightarrow\alpha) \tag{د.۱۴}$$

ما فرض کرده‌ایم که ذرات باریکه فرودی و هدف قطبی نشده باشند و قطبیدگی حالت نهایی ذرات را اندازه‌گیری نکنیم. اگر برای حالتهای خاصی از اسپین سطح مقطعها اندازه‌گیری شوند، مثلا در یك‌آزمایش قطبش، باید از معادلهٔ (د.۱۳) استفاده شود.

درمحاسبهٔ چگالی حالتها، فرض‌شده است که ذرات a و A همچنین ذرات b و B از یکدیگر قابل تمایزند. به‌عنوان نمونه، اگر ذرات a و A یکسان باشند، واکنش به‌صورت زیر در می‌آید

$$a+a \rightleftarrows B+b \tag{د.۱۵}$$

در این موقعیت، برحسب اینکه ذرهٔ a بوزون یا فرمیون باشد، حالت‌کوانتومی ابتدایی نسبت به‌تعویض دو ذرهٔ a می‌باید متقارن یا پاد متقارن باشد، وتنها نصف حالتهایی که در نظر گرفته‌ایم به‌صورت فیزیکی وجود دارند. در این حالت داریم

$$\frac{1}{2}(2J_a+1)^2p_\alpha^2\sigma(\alpha\rightarrow\beta)=(2J_b+1)(2J_B+1)p_\beta^2\sigma(\beta\rightarrow\alpha) \tag{د.۱۶}$$

پیوست ه

تشدید در نوسانگر کلاسیک

معادلهٔ حرکت نوسانگر هماهنگ میرا عبارت است از

$$m\frac{d^2x}{dt^2}+\beta\frac{dx}{dt}+kx=0 \qquad (ه.۱)$$

حل این معادله به‌صورت زیر ارائه می‌شود

$$x=ae^{\lambda_1 t}+be^{\lambda_2 t} \qquad (ه.۲)$$

که درآن λ_1 و λ_2 ریشه‌های معادلهٔ زیرند

$$m\lambda^2+\beta\lambda+k=0 \qquad (ه.۳)$$

یعنی

$$\begin{aligned}\lambda_1&=\frac{-\beta}{2m}+\left[\frac{\beta^2}{4m^2}-\frac{k}{m}\right]^{1/2}\\ \lambda_2&=\frac{-\beta}{2m}-\left[\frac{\beta^2}{4m^2}-\frac{k}{m}\right]^{1/2}\end{aligned} \qquad (ه.۴)$$

دو نوع جواب برای این معادله وجود دارد

الف) اگر $\beta^2\geqslant 4km$ باشد، λ حقیقی و نوسانی درکار نیست. بررسی این‌حالت مورد نظر ما نیست.

ب) اگر $\beta^2<4mk$ باشد، جواب نوسانی است و دامنهٔ این نوسان به‌طور نمایی کاهش می‌یابد

$$x=e^{(-\beta/2m)t}\left[ae^{i\omega t}+be^{-i\omega t}\right] \qquad (ه.۵)$$

که در آن

$$\omega=\left(\frac{k}{m}-\frac{\beta^{2}}{4m^{2}}\right)^{1/2} \qquad (۶.ه)$$

این جواب را به‌صورت دیگری نیز می‌توان نوشت

$$x=c\, e^{-(\beta/2m)t}\cos(\omega t-\gamma) \qquad (۷.ه)$$

و نمونه‌ای از آن به‌طور ساده در شکل ه.۱ نموده شده است.
بسامد میرای

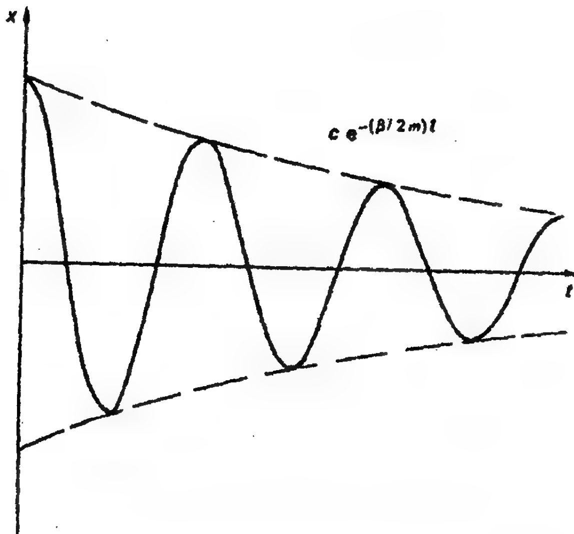
$$\nu=\frac{1}{2\pi}\left[\frac{k}{m}-\frac{\beta^{2}}{4m^{2}}\right]^{1/2} \qquad (۸.ه)$$

تا اندازه‌ای از بسامد نامیرا

$$\nu_{0}=\frac{1}{2\pi}\left[\frac{k}{m}\right]^{1/2} \qquad (۹.ه)$$

کوچکتر است.

مربع دامنهٔ حرکت میرا به‌صورت تابع نمایی $\exp[-(B/m)t]$ کاهش می‌یابد بنابراین می‌توانیم عبارت m/β را به‌عنوان عمر میانگین فرو افت نوسان مشخص کنیم



شکل ه.۱ تغییرات دامنه برحسب زمان برای نوسانگر میرا.

$$\tau = m/\beta \tag{ه.۱۰}$$

حال اثر نیروی وادارندهٔ $F_\circ e^{i\omega t}$ را درنظر بگیرید. معادلهٔ حرکت برای ارتعاش واداشته عبارت است از

$$m\frac{d^2x}{dt^2}+\beta\frac{dx}{dt}+kx=F_\circ e^{i\omega t} \tag{ه.۱۱}$$

جواب این‌معادله برای نوسانهای پابرجا با مقدارهای حقیقی a و ϕ به‌صورت زیراست

$$x=ae^{i(\omega t-\phi)} \tag{ه.۱۲}$$

با جاگذاری (ه.۱۲) در (ه.۱۱)، رابطهٔ زیر را به‌دست می‌آوریم

$$a\left(\omega_\circ^2-\omega^2+i\frac{\beta\omega}{m}\right)=\frac{F_\circ}{m}e^{i\phi} \tag{ه.۱۳}$$

که درآن

$$\omega_\circ=\left(\frac{k}{m}\right)^{1/2} \tag{ه.۱۴}$$

مربع قدر مطلق طرفین معادلهٔ (ه.۱۳) را محاسبه می‌کنیم

$$a^2\left[(\omega^2-\omega_\circ^2)^2+\frac{\beta^2\omega^2}{m^2}\right]=\left(\frac{F_\circ^2}{m}\right)^2$$

$$\therefore\ \frac{a^2}{F_\circ^2}=\frac{1}{m^2}\,\frac{1}{[\{(\omega-\omega_\circ)(\omega+\omega_\circ)\}^2+\beta^2\omega^2/m^2]} \tag{ه.۱۵}$$

برای ω نزدیک به $\omega_\circ$

$$\frac{a^2}{F_\circ^2}\simeq\frac{1}{4\omega_\circ^2\,m^2}\,\frac{1}{(\omega-\omega_\circ)^2+\beta^2/4m^2} \tag{ه.۱۶}$$

معادلهٔ (ه.۱۵) یا معادلهٔ (ه.۱۶) نشان می‌دهد که بزرگترین حساسیت نوسانگر درشرایط $\omega=\omega_\circ$، زمانی که بسامد نیروی وادارنده مساوی با بسامد طبیعی نوسانگر است، نمایان می‌شود.

برای تشبیه‌آن با نظریهٔ کوانتومی، می‌نویسیم

$$E=\hbar\omega,\ \ E_\circ=\hbar\omega_\circ$$

وآنگاه معادلهٔ (ه.۱۶) را به‌صورت زیر می‌توان نوشت

$$\frac{a^2}{F_\circ^2}=\frac{\hbar^2}{4\omega_\circ^2\,m^2}\,\frac{1}{(E-E_\circ)^2+\hbar^2\beta^2/4m^2} \tag{ه.۱۷}$$

قسمت دوم حاصلضرب شکل زیر را دارد

$$\frac{1}{(E-E_0)^2+\Gamma^2/4} \qquad (۱۸.ه)$$

با

$$\Gamma=\hbar^2\beta^2/m^2 \qquad (۱۹.ه)$$

عبارت (ه.۱۸) در $E=E_0$ بیشینه‌ای به مقدار $4/\Gamma^2$، و در نیم‌ـ بیشینه یك پهنای کامل Γ دارد. از معادله‌های (ه.۱۹) و (ه.۱۰) می‌توان رابطهٔ زیر را به‌دست آورد

$$\Gamma\tau=\hbar \qquad (۲۰.ه)$$

بین پهنـای تشدید ارتعـاش واداشته و عمر حرکت آزاد نوسانگر کلاسیك ارتباط معینی وجود دارد. متناظر رابطهٔ فوق در دستگاه کوانتومی رابطهٔ عدم قطعیت هایزنبرگ است.

پیوست و

روشهای تجربی در فیزیك انرژی بالا

و.۱ مقدمه

برای ارائهٔ توضیحی مکفی از فیزیك تجربی انرژی بالا به حجمی بیش‌ازتمامی‌این‌کتاب نیساز است، و بنابراین در این پیوست فقط می‌توان توضیح خیلی مختصری راکه بتواند به‌صورت یك راهنما برای منابع ذکرشده عمل کند، ارائه داد. برای بررسی کلی فیزیك تجربی انرژی بالا می‌توانید به سگره (۱۹۶۴) و در سطحی خیلی ابتدایی به گویرن (۱۹۶۷) مراجعه کنید.

و.۲ شتابدهنده‌های ذرات

آزمایشهای مربوط به فیزیك ذرات شامل یك منبع ذرات، یك وسیلهٔ آشکارسازی و اغلب تجهیزات فوق‌العاده پیچیده‌ای برای‌کارگردانی باریکه ذرات هستند. درکارهای اولیه، از ذرات پرتوکیهانی به‌عنوان منبع ذرات استفاده می‌شد که هنوزهم تنها منبع ذرات باانرژی فوق‌العاده زیاد است. شتابدهنده‌ها ذراتی تا انرژی ۲۰۰ جیگاالکترون‌ولت را تولید می‌کنند. انواع مختلف شتابدهنده‌های به‌کار گرفته شده در فیزیك ذرات در جدول و.۱ نموده شده‌اند. تمایز نوعهای مختلف اساساً در روش به‌کارگیری میدان الکتریکی برای شتاب‌دادن ذرات است. در تمام شتابدهنده‌های انرژی بالا ازمیدانهای الکتریکی‌با بسامد رادیویی استفاده می‌کنندکه درچندین‌دفعه برروی ذرات اعمال می‌شوند. در یك‌شتابدهندهٔ خطی استفاده از میدان با بسامد رادیویی در چندین مکان در طول یك مسیر مستقیم صورت می‌گیرد. در شتابدهنده‌های دایره‌ای، از قبیل سنکروسیکلوترون و سنکروترون، ذرات توسط میدانهای مغناطیسی محدود به حرکت در مسیرهای دایره‌ای یا مارپیچی می‌شوند، به‌طوری‌که می‌توانند به‌دفعات خیلی زیادی ازمیان یك یا چند منبع با بسامد رادیویی عبورکنند.

سنکروترونهـا معمولاً به‌منظور تهیهٔ فضا برای دستگاه شتابدهندهٔ بسامد رادیویی و تجهیزات کمکی، و برای استخراج باریکهٔ اصلی یا باریکه‌های ثانوی، قسمتهایی مستقیم هم دارند. با برخورد باریکهٔ اصلی بریك هدف داخلی و یا خارجی، می‌توان باریکه‌های ثانوی از ذراتی مانند پیونها،کائونها و پاد پروتونها ایجادکرد. استفاده از فنون اشتراك باریکه اجرای چندین آزمایش را به‌طور همزمان امکان‌پذیر می کند.

جدول ۱.۹ انواع شتابدهنده‌های مورد استفاده در فیزیك انرژی بالا.

نوع شتابدهنده	مدار ذره	میدان مغناطیسی	روش شتابدهی	بیشینهٔ انرژی (۱۹۷۲)
سنکروسیکلو- ترون‌پروتونی	دایره‌ای با شعاع افزایش یابنده	ثابت نسبت به زمان	RF با بسامدکاهش یابنده (حدود ۲۰–۳۰ مگاهرتز)	۱GeV
سنکروترون پروتونی	دایره‌ای با شعاع ثابت	افزایشی نسبت‌به‌زمان	RF با بسامد افزایشی با بردهای بزرگ	۳۰۰ GeV
سنکروترون الکترونی	دایره‌ای با شعاع افزایش یابنده	افزایشی نسبت‌به‌زمان	RF با بسامد ثابت (۴۰–۷۰۰مگاهرتز)	۱۰GeV
شتابدهندهٔ خطی الکترون	خط مستقیم	هیچ	RF با بسامد ثابت (۱۳۰۰–۳۰۰۰ مگاهرتز)	۲۱ GeV

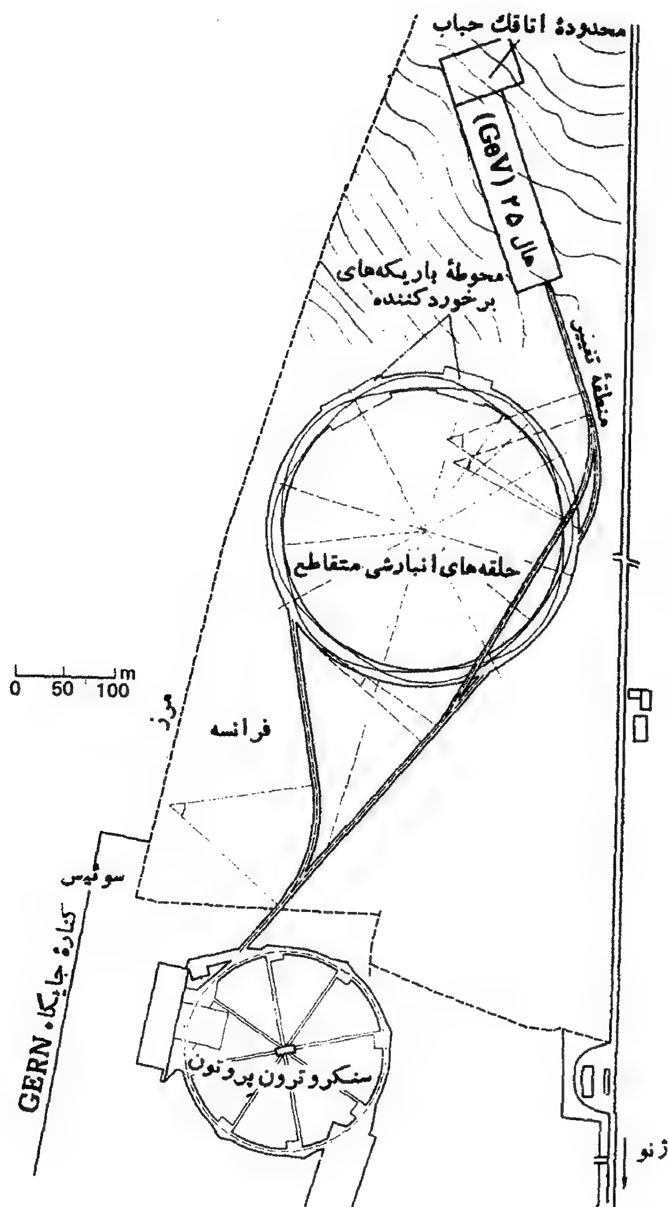
توضیحات مقدماتی‌راجع به‌شتابدهنده‌ها را می‌توانید در ویلسون (۱۹۵۸) گویرن (۱۹۶۷) پیداکنید و برای اطلاعات بیشتر می توانیدبه‌روزن بلات (۱۹۶۸) مراجعه کنید. توضیحات با جنبهٔ تخصصی بیشتردرلیوینگستون وبلوت (۱۹۶۲)، بلوت (۱۹۶۷،۱۹۶۹) وکورانت (۱۹۶۸) ارائه شده‌اند.

۳.۹ حلقه‌های انبارندهٔ متقاطع

هرگاه ذره‌ای به جرم M_1 بر روی هدف ساکنی به جرم M_2 فرود آید، انرژی موجود برای تولید ذرات اضافی عبارت است از

$$W = E_{c.m.} - (M_1 + M_2)c^2 = (E_l^2 - c^2 p_1^2)^{\frac{1}{2}} - (M_1 + M_2)c^2$$

که درآن $E_{c.m.}$ و E_l به‌ترتیب انرژی کل در چهارچوب مرکز جرم و در چارچوب آزمایشگاه هستند، و p_1 تکانهٔ ذرهٔ شتاب یافته در چارچوب آزمایشگاه است. در نتیجه



شکل ۹.۱ نقشهٔ کلی از تشکیلات حلقه‌های انبارندهٔ متقاطع در CERN.

برای حرکت نانسبیتی، $p_1 \ll M_1 c$ و $p_1 \ll M_2 c$ ، خواهیم داشت

$$W \simeq \frac{M_2}{M_1 + M_2} T_1$$

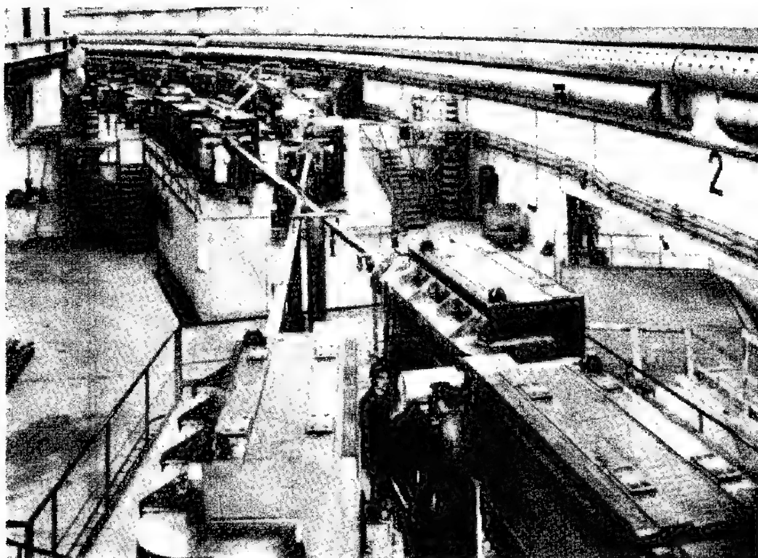
که درآن T_1 انرژی جنبشی ذرهٔ فرودی در چارچوب آزمایشگاه است. برای حرکت شدیداً نسبیتی ، $p_1 \gg M_1 c$ ، $p_2 \gg M_2 c$ ، داریم

$$W \simeq c(2 M_2 T_1)^{\frac{1}{2}}$$

بنا براین

$$\frac{W}{T_1} \simeq \left(\frac{2 M_2}{T_1}\right)^{\frac{1}{2}}$$

یعنی اینکه نسبت کاهش یابنده‌ای از انرژی جنبشی فرودی برای تولید ذرات در دسترس



شکل ۲.۹ محل تقاطع در حلقه‌های انبارندهٔ متقاطع CERN . در اینجا قسمت داخلی تونل به‌اندازهٔ ۳ متر (طرف چپ) پهنتر شده‌است وکف تونل به‌اندازهٔ ۲٫۴ متر پایین‌آورده شده است تا بتوانند تجهیزات آزمایشگاهی را در آن قرار دهند . درست در مرکز انتهــای یکی از تونلهــای انتقـال باریکه قراردارد ، که پروتونها را از سنکروترون به ISR می‌آورد. نقطهٔ تزریق یکی از حلقه‌ها در نقطهٔ تقاطع بعدی قراردارد ، که ۱۰۰ متر از انتهای تصویر فاصله دارد.

قرار می‌گیرد. مثلا برای پروتونهای با انرژی فرودی ۳۰ جیگا الکترون ولت بر روی پروتونهای ساکن، فقط ۶ جیگا الکترون ولت انرژی برای تولید ذرات در دسترس قرار می‌گیرد. ولی اگر پروتونهایی با ۳۰ جیگا الکترون ولت را به طور رو در رو برخورد دهیم، برای تولید ذرات ۶۰ جیگا الکترون ولت انرژی در دسترس خواهد بود. بنابراین می‌توان با به کارگیری باریکه‌های برخورد کنندهٔ ذرات، انرژیهای مؤثر بزرگتری به دست آورد، و بدین خاطر است که حلقه‌های انبارندهٔ متعددی برای آزمایشهای باریکه‌های برخورد کننده، از جمله برای الکترون ـ الکترون، الکترون ـ پوزیترون، پروتون ـ پروتون و حتی پروتون ـ پادپروتون ساخته‌اند. در تعدادی از آرایشها، باریکهٔ برخوردکنندهٔ ذرات در یك حلقه هم شتاب‌داده و هم‌انباشته شوند، و دربعضی‌ازآرایشهای دیگر، نظیر تشکیلات حلقه‌های‌انبارندهٔ متقاطع (ISR) درCERN، حلقه‌های انبارنده از شتابدهنده ها جدا هستند. حلقه‌های ISR در CERN در شکلهای ۹.۱ و ۹.۲ نموده شده‌اند. نخستین مشاهدهٔ رویدادهای مربوط به باریکه های برخورد کننده در CERN(ISR) در اوایل ۱۹۷۱ با استفاده ازپروتونهای ۱۵ جیگاالکترون‌ولت صورت‌گرفت (کارکنان ISR، ۱۹۷۱). این تشکیلات هنگامی‌که با انرژی‌کامل ۲۸ جیگاالکترون‌ولت‌کار کند، برخوردهایش متناظربا برخورد باریکه‌ای باانرژی ۱۷۰۰ جیگاالکترون ولت بر روی هدفی ساکن است.

شرحی‌مقدماتی ازحلقه‌های انبارندهٔ متقاطع توسط اونیل (۱۹۶۶) ارائه‌شده‌است. برای بررسی مفصلتر می‌توانید به‌کورانت (۱۹۶۸) و بلوت (۱۹۶۹) مراجعه‌کنید.

۹.۴ آشکار سازهای ذرات

تمام روشهای‌آشکارسازی ذرات به مشاهدهٔ اثرات بار ذره‌ها بستگی دارند، زیراکه فقط ذرات باردار را می‌توان به‌طورمستقیم‌آشکار ساخت. حضور ذرات خنثی‌را فقط می‌توان از برهم‌کنش‌آنها با ذرات باردار یا از ذرات باردارحاصل از واپاشی‌آنها استنتاج‌کرد. جزشمارگرهای چرنکوف، تمام روشهای دیگرآشکارسازی ذرات متکی بر یونش ایجاد شده توسط ذرات باردار در گذار ازمیان ماده هستند. وسایل‌آشکارسازی ذرات رامی‌توان به دوگروه تقسیم کرد، شمارگرهاکه درآنها یك تپ نوریا تپ الکتریکی عبور ذره‌ای را از میان‌آشکارساز نشان می‌دهد و ردنماها‌که درآنها تصویری از مسیر طی‌شده توسط ذرهٔ باردار تشکیل می‌شود.

مهمترین‌آشکارسازهای شمارگر برای فیزیك انرژی بالا شمارگرهای سوسوزن و شمارگرهای چرنکوف هستند. درشمارگر سوسوزن، پس‌از یونیدگی حاصل ازگذار یك ذرهٔ باردار، در نتیجهٔ گذارهای اتمی در مادهٔ شمارگر یك درخش نوری به‌وجود می‌آید. نور توسط تکثیرکنندهٔ فوتونی به یك تپ الکتریکی‌که به‌اندازهٔ کافی بزرگ شده تبدیل می‌شود تا به صورت ورودی دستگاه الکترونیکی مورد استفاده برای تجزیه و تحلیل آزمایش، درآید.

درشمارگرهای چرنکوف ازنوری استفاده می‌شود که دراثرعبور ذره‌ای باردار از محیطی شفاف، با سرعتی بزرگتر از سرعت نور در ماده، به‌صورت شوك ـ موج الکترو-مغناطیسی تولید می‌شود. سرعت نور در محیطی باضریب شکست n برابر است با c/n. راستای گسیل تابش چرنکوف ناشی از ذره‌ای بـا سرعت βc در مخروطی با نیم زاویهٔ رأس θ حول جهت حرکت ذره قرار دارد، به‌طوری‌که

$$\cos\theta = \frac{1}{\beta n}$$

بدین‌ترتیب، بـا انتخاب ضریب شکست محیط و حدود زوایایی که درآنهـا نور مشاهده می‌شود، می‌توان بین ذرات با سرعتهای مختلف تمایز قائل شد. در این شمارگرها هم، مانندمورد شمارگرهای سوسوزن، نورتوسط تکثیرکننده‌های فوتونی جمع‌آوری می‌شود.

برای بررسی کاربرد شمـارگرها در فیزیك ذرات می‌توانید به‌گیبسون (۱۹۷۰) مراجعه کنید. شرح مفصلتر شمارگرهای سوسوزن را می‌توانید در بریکس (۱۹۶۴)، و شمارگرهای چرنکوف را در هاچینسون (۱۹۶۰) بیابید.

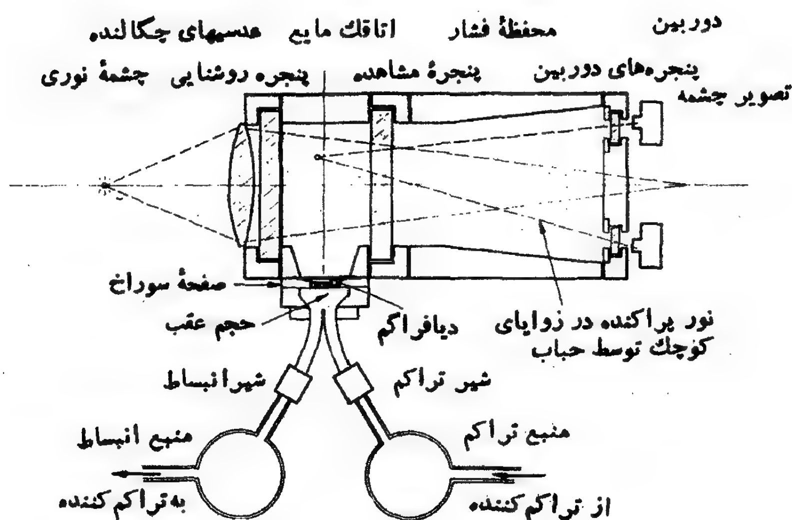
از میان‌آشکارسازهای رد نما، اتاقك ابر ویلسون (هندرسون، ۱۹۷۰) و امولسیون عکاسی (پاؤل و همکاران، ۱۹۵۹) شیوه‌های اساسی مورد استفادهٔ فیزیك ذرات بودند که برای سالها به‌کار گرفته می‌شدند، ولی اکنون ازآنها برای مقاصد خاصی‌استفاده می کنند. در اتاقك ابر، یونهـایی‌که رد ذرات باردار را مشخص می‌سازند همچون مراکز تراکم قطرات‌آب حاصل از بخار فوق اشباع، عمل می‌کنند. درامولسیون عکاسی، یونش باعث می‌شود که دانه‌های نقره قابلیت تبدیل به‌نقرهٔ فلزی را پیدا کنند.

دوتا از مهمترین‌آشکارهـای ردنما، در حـال حاضر، اتاقك حباب و اتاقك جرقه هستند.

۵.و اتاقك حباب

اتاقك حباب درسال ۱۹۵۲ توسط گلاسراختراع شد (گلاسر، ۱۹۵۵). دراتاقك حباب، در مـایعی فوق‌گرم به‌علت گرمای موضعی ایجاد شده در مسیر حرکت یك ذرهٔ بـاردار، دنباله‌ای از حبابها شکل می‌گیرد. حالت فوق‌گرم مایع باکاهش سریع فشار، و با شروع از یك فشارتعادل به‌اندازهٔکافی بالاکه مائع جوشیدن می‌شود، به‌دست می‌آید. معمولا از رد حبابها در سه وضعیت متفاوت عکس برداری می کنند. سپس عکسها را مورد تجزیه و تحلیل قرار می‌دهند تـا اطلاعات لازم دربارهٔ ذراتی‌که ردها را تولیدکرده‌اند، به دست آید. مشخصات اصلی اتاقك حباب در شکل و.۳ نموده شده است.

ردگرمـای ایجاد شده توسط عبور ذرهٔ باردار از اتاقك حباب، در مدتی کمتر از 10^{-6} ثانیه سرد می‌شود. ازآنجـایی‌که به‌کار انداختن اتـاقك حباب چندین میلی ثانیه طول می‌کشد، امکان اینکه ازشمارگرها برای به‌کارانداختن اتاقك حباب به‌نحوی استفاده شود که فقط انواع خاصی از رویدادها را انتخاب‌کند، وجود ندارد. لازم است‌که مایع



شکل و.۳ مشخصات اصلی اتاقک حباب.

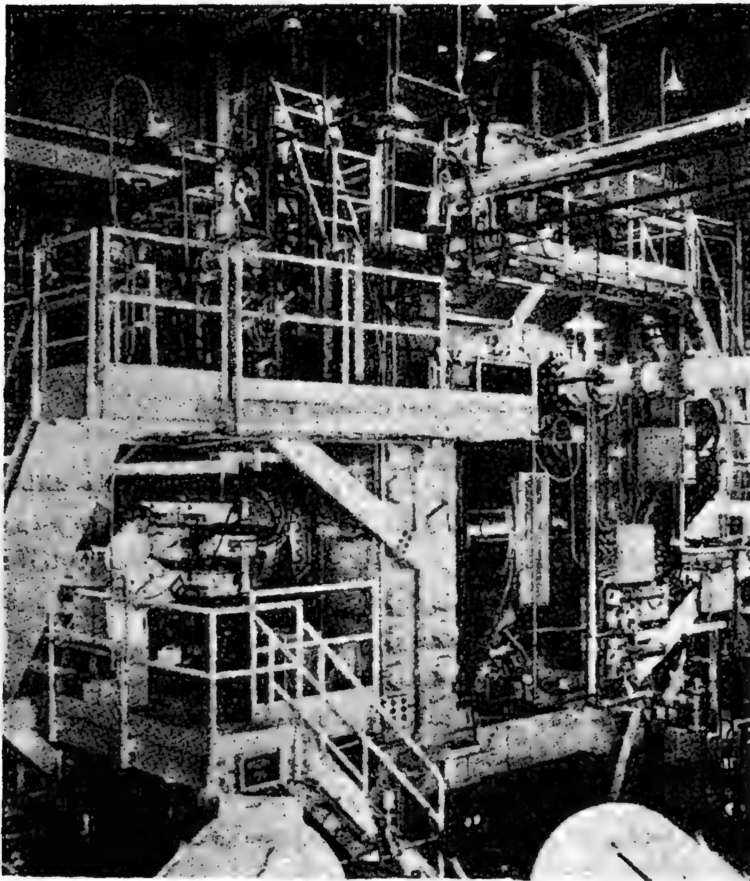
درون اتاقک حباب را لحظه‌ای قبل از تزریق ذرات از یک شتابدهنده، به‌حالت فوق گرم درآورد، و هربار از اتاقک حباب عکس گرفت و بعداً این عکسها راکه اغلب تعدادآنها در یک‌آزمایش به ۱۰۰,۰۰۰ تا ۱۰۰۰,۰۰۰ می‌رسند، مورد مطالعه قرار داد. نظر به ابعادکار بررسی عکسهای اتاقک حباب، کوششهای قابل ملاحظه‌ای برای خودکارکردن آن توسط‌کامپیوترها صورت گرفته‌است (آلستون و همکاران، ۱۹۶۷ و هوق، ۱۹۶۷).

نوعهای مختلف مایعات، از هیدروژن مایع به‌عنوان مایعی با کمترین چگالی گرفته تا زنون به‌عنوان چگالترین‌آنها، به‌طور موفقیت‌آمیزی در اتاقک حباب مورد استفاده قرار گرفته‌اند. اتاقکهای حباب ابتدایی‌کوچک بودند، با حجمی تا حدود چند لیتر، ولی اتاقکهای حباب بزرگی با حجم مفید بزرگتر از ۲۰۰۰۰ لیتر به‌منظور افزایش‌آهنگ مشاهدهٔ رویدادهای‌کمیاب و ایجاد ردهای طولانیتر، برای افزایش دقت اندازه‌گیریها، ساخته شده‌اند.

فضای حساس یک اتاقک حباب را معمولا دریک‌میدان مغناطیسی‌قوی قرار می‌دهند، و بدین‌ترتیب می‌توانند به‌کمک شعاع انحنای رد، تکانهٔ ذره را تعیین‌کنند.

شکل و.۴ می‌تواند تا حدودی از پیچیدگیهای اتاقک حباب تصویری به‌دست دهد. یک نمونه از عکسهای اتاقک حباب در شکل و.۵ نموده شده است. ردها به‌خاطر تأثیر میدان مغناطیسی خمیده شده‌اند.

یك بررسی مقدماتی بسیار خواندنی دربارهٔ اتاقکهای حباب و کاربردهـایشان در فصلهای اول وآخر شوت (۱۹۶۷) توسط تورندایك ارائه شده است. برای توضیحات بیشتر می‌توانید به‌کنیون (۱۹۷۲)، بولاك (۱۹۷۰) و هندرسن (۱۹۷۰) مـراجعه‌کنید. اطلاعات مفصلتر در شوت (۱۹۶۷) ارائه شده است.

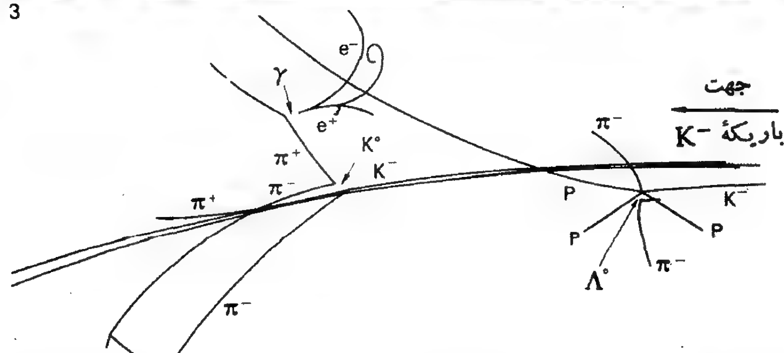


شکل ۴.و تصویری از اتاقك حباب ۲ متری با هیدروژن مایع‌که در BNL ساخته شده است. اتاقك با ۲۰۰ سانتیمترطول، ۶۷ سانتیمتر عرض و ۶۵ سانتیمترعمق درمرکز سازهٔ مغناطیسی قرار داردکه در تصویر دیده می‌شود. تصاویر ردهـا توسط دوربینهایی که در طرف چپ دیده می‌شوند، گرفته می‌شوند.







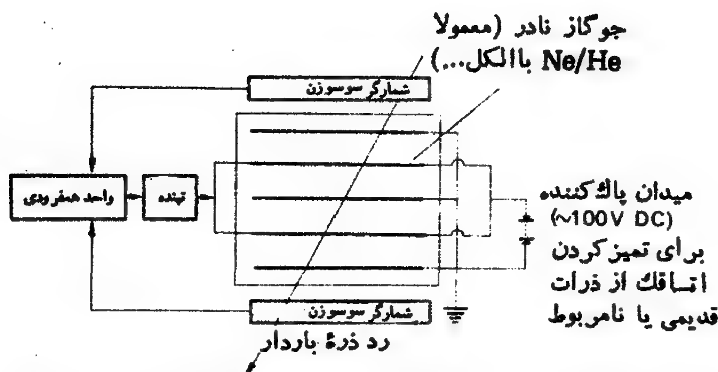


شکل ۵.۹ سه‌تایهٔ استریویی از اتاقک حباب آزمایشگاه رادرفورد در کالج دانشگاهی لندن، و تفسیر قسمتی از رویدادها.

و.۶ اتاقك جرقه

نوعهـای مختلفی از اتاقك جرقه موجودند. ابتدا اتـاقك جرقهٔ رد ـ نمونه‌گیر را در نظر می‌گیریم که اتاقك جرقهٔ باگاف باریك نیز نامیده می‌شود، وآن از یك سری الکترودهای متوازی با فاصله‌هـایی به‌پهنای تقریبی ۱ سانتیمتر تشکیل می‌شود که در شکل و.۶ نموده شده است. در این نوع اتاقکها، بین الکترودهـای مجاور میدان الکتریکی کافی اعمـال می‌شود که بتواند در هرجایی که گاز یونیده باشد، تخلیهٔ الکتریکی ایجادکند، ولی بدون حضور یونش تخلیه‌ای صورت نمی‌گیرد. بدین‌ترتیب، رد یك ذرهٔ باردار از میان اتاقك جرقه توسط یك‌سری جرقه مشخص می‌شود. میدان الکتریکی فقط برای مدت کوتـاهی، حدود یك میکروثـانیه، عمل می‌کند و می‌تواند به‌انـدازهٔ کافی سریع به‌کار گرفته شود، به‌طوری که یونش ایجاد شده توسط عبور لحظه‌ای ذرات از میـان اتاقك بتواند بـاعث ایجـاد جرقه‌هـا شود. اتاقك جرقه این امتیاز را دارد که می‌توان بـا استفـاده از علائم شمارگرها آن‌را به‌کار انداخت. ساده‌ترین حالتی که با عبور یك ذره ازمیان اتاقك، اتاقك شروع به‌کارمی‌کند، درشکل و.۶ نموده شده‌است. دراتاقك جرقهٔ باگاف باریك، اگرچه هر جرقه به‌تعقیب رد ذرهٔ یوننـده تمایل دارد، ولی اساساً نمونـه‌هـایی از مسیر ذره در یك‌سری محلهای جدا از هم به‌دست می‌آیند.

در اتاقکهای جرقهٔ با گاف پهن، فاصلهٔ الکترودها حدود ۳۰ـ۴۰ سانتیمتر است، و جرقه‌ها رد ذرهٔ یوننده را تا زاویهٔ °۴۵ نسبت به میدان اعمال‌شده تعقیب می‌کنند.

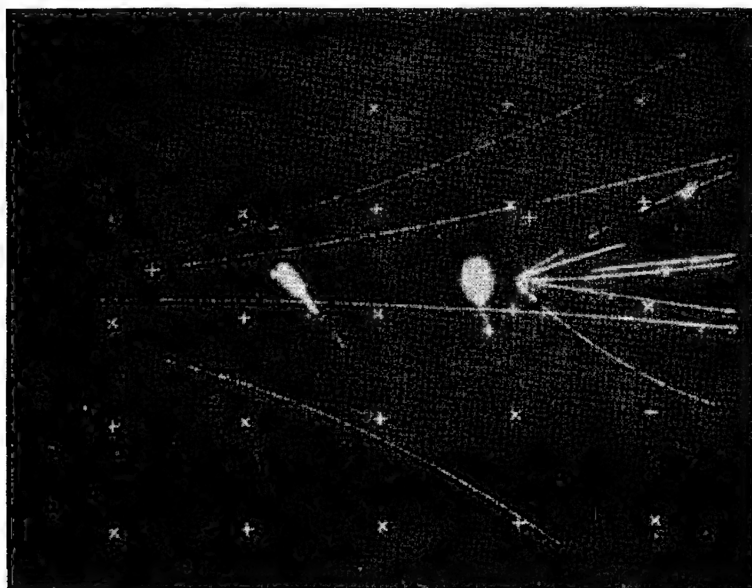


شکل و.۶ اتاقك جرقهٔ باگاف باریك چند صفحه‌ای، کاراندازی بااستفاده از شمارگر سوسوزن.

دراتاقك جریان، تخلیهٔ الکتریکی‌امکان‌گسترش‌کامل‌را پیدا نمی‌کند وفقط جریانهای کوچك قابل‌رؤیت باقی‌می‌مانند که رد ذرهٔ یوننده را می‌نمایانند. دراین‌اتاقکها الکترودها شفاف هستند و میدان الکتریکی در راستای عمود بر رد ذره اعمـال می‌شود. شکل و.۷ نمونهٔ تصویری از اتاقك جریان را نشان می‌دهد.

در نخستین اتاقکهای جرقه از عکسبرداری استریوسکوپیکی برای ضبط مکان جرقه استفاده می کردند. ولی امروزه از چندین روش خودکارالکترونیکی برای خواندن مستقیم عددی مکان جرقه‌ها استفاده می‌شود. در برخی موارد، با استفاده از این روشها می توان داده‌ها رابرای تجزیه وتحلیل مستقیماً ازاتاقکها ی جرقه به‌کامپیوتر فرستاد. برای جزئیات بیشتری راجع به‌اتاقکهای جرقهٔ خودکار، که اتاقکهای جرقهٔ بدون فیلم‌هم‌نامیده می‌شوند، به‌لئو بینگر (۱۹۷۰) و چارپاك (۱۹۷۰) مراجعه‌ کنید.

شرح مقدماتی‌اتاقکهای جرقه را می‌توانید دراونیل(۱۹۶۲) پیداکنید. توضیحات مفیدی در این مورد توسط لئو بینگر (۱۹۷۵) ارائه شده است. برای اطلاعات مفصلتر می‌توانید به‌شوت (۱۹۶۷) مراجعه‌کنید.



شکل۹.۷ رویدادی از اتاقك جریان‌که چهار رد زمینه، یك رأس پنج شاخه‌ای، و یك واپاشی دوشاخه‌ای را نشان می‌دهد.

مراجع

Alston, M., J. V. Franck and L. T. Kerth, 'Conventional and Semi-automatic Data Processing and Interpretation', Vol. II of Shutt (1967), p. 52.

Birks, J. B., *The Theory and Practice of Scintillation Counting*, 1964. Pergamon Press, Oxford.

Blewett, M. H., 'Characteristics of typical accelerators', *Ann. Rev. Nucl. Sci*, **17** (1967) 427.

Blewett, M. H., 'Future prospects for high-energy aceelerators', *Proc. Lund Int. Conf. on Elementary Particles*, 1969, p. 111.

Bullock, F. W., 'Bubble chambers', *Sci. Prog. Oxf*, **58** (1970) 301.

Charpak, G., 'Evolution of the automatic spark chambers', *Ann. Rev. Nucl. Sci*, **20** (1970) 195.

Courant, E. D., 'Accelerators for high intensities and high energies', *Ann. Rev. Nucl. Sci*, **18** (1968) 435.

Gibson, W. M., 'Counter experiments on elementary particles', *Sci. Prog., Oxf*, **58** (1970) 201.

Glaser, D. A., 'The bubble chamber', *Sci. Am*, February 1955. (available as reprint 214, Freeman, San Francisco.)

Gouiran, R., *Particles and Accelerators*, 1967, Mc Graw-Hill, New-York.

Henderson, C., *Cloud and Bubble Chambers*, 1970. Methuen, London.

Hough, P. V. C., 'Fast precision digitizers on-line to computers measurement and scanning', Vol. II of Shutt (1967), p. 141.

Hutchinson, G. W., 'Cerenkov detectors', *Prog. Nucl. Phys*, **8** (1960) 195.

Isr Staff., 'First observation of colliding beam events in the CERN intersecting storage rings', *Phys. Lett*, **34B** (1971) 425. See also *Physics Today*, April 1971, p. 17.

Kenyon, I. R., 'Bubble chamber film analysis', *Contemp. Phys*, **13** (1972) 75.

Loebinger, F. K., 'Spark chambers', *Sci. Prog. Oxf*, **58** (1970) 459.

Livingston, M. S. and Blewett, J. P., *Particle Accelerators*, 1962. McGraw-Hill, New York.

O'Neill, G.K., 'The spark chamber', *Sci. Am*, August 1962. (available as reprint 282, Freeman, San Francisco); 'Particle storage rings', *Sci. Am*, November 1966, p. 107.

Powell, C .F., P.H. Fowler and D. H. Perkins, *The Study of Elementary Particles by the Photographic Method*, 1959. Pergamon, NewYork.

Rosenblatt, J., *Particle Acceleration*, 1968. Methuen, London.

Segré, E., *Nuclei and Particles*, 1964. Benjamin, New York.

Shutt, R. P. (editor), *Bubble and Spark Chambers*, 2 volumes, 1967. Academic Press, New York. In particular Thorndike, A. M., 'Introduction', 'Summary and future outlook'.

Wilson , R., 'Particle accelerators', *Sci. Am*, March 1958). available as reprint 251, Freeman, San Francisco.)

پیوست ز

فهرست ذرات

جدول ز ۱۰ خواص ذرات و اطلاعات مختصری راجع‌به ذرات.

فوتون

γ	$J^P = 1^-$	جرم صفر	پایدار

لپتونها

نام	J	جرم، M (MeV)	عمر میانگین (s)	پاره ـ مدهای واپاشی: مد	پاره ـ مدهای واپاشی: نسبت (%)
ν_e	$\frac{1}{2}$	$0(<60\text{eV})$	پایدار		
ν_μ	$\frac{1}{2}$	$0(<1{\cdot}6)$	پایدار		
e	$\frac{1}{2}$	$0{\cdot}5110041$ $\pm 0{\cdot}0000016$	پایدار $(>2\times10^{21}$ سال)		
μ	$\frac{1}{2}$	$105{\cdot}6599$ $\pm 0{\cdot}0014$	$2{\cdot}1983\times10^{-6}$ $\pm 0{\cdot}0008$	$e\nu\bar{\nu}$	100%
				$e\gamma\gamma$	$<1{\cdot}6\times10^{-5}$
				$3e$	$<1{\cdot}3\times10^{-7}$
				$e\gamma$	$<2{\cdot}2\times10^{-8}$

هادرونها

مزونها

نام	I^G, J^P, C (برای خنثی‌ها)	جرم، M (MeV)	پهنا، Γ (MeV)	پاره ـ مدهای واپاشی: مد	پاره ـ مدهای واپاشی: نسبت (%)
مزونهای با $Y=0$. علامت π (با $I=1$) η (با $I=0$)					
$\pi^\pm$	$1^-, 0^-$	$139{\cdot}576$ $\pm 0{\cdot}011$	$0{\cdot}0$ عمر متوسط = $(2{\cdot}6024\pm0{\cdot}0024)$ $\times10^{-8}$ ثانیه	$\mu\nu$	100
				$e\nu$	$(1{\cdot}24\pm0{\cdot}03)10^{-2}$
				$\mu\nu\gamma$	$(1{\cdot}24\pm0{\cdot}25)10^{-2}$
				$\pi^0 e\nu$	$(1{\cdot}02\pm0{\cdot}07)10^{-6}$
				$e\nu\gamma$	$(3{\cdot}0\pm0{\cdot}5)10^{-6}$
				$e\nu e^+e^-$	$<3{\cdot}4\times10^{-6}$

نام	I^G, J^P, C (برای خنثی‌ها)	جرم، M (MeV)	پهنا، Γ (MeV)	پاره - مدهای واپاشی: مد	نسبت (%)	
π^0	$1^-, 0^-, +$	134·972 ±0·012	7·2 eV ±1·2 eV = عمرمتوسط (0·84±0·10) ×10⁻¹⁶ ثانیه	$\gamma\gamma$	(98·84±0·04)	
				γe^+e^-	(1·16±0·04)	
				$\gamma\gamma\gamma$	<0·0005	
				$e^+e^-e^+e^-$	0·00347	
$\eta(549)$	$0^+, 0^-, +$	548·8 ±0·6	2·63 keV ±0·59 keV	$\gamma\gamma$	38·6±1·1	واپاشی خنثی 72.2%
				$\pi^0\gamma\gamma$	3·3±1·1	
				$3\pi^0$	30·3±1·1	
				$\pi^+\pi^-\pi^0$	23·1±1·0	واپاشی باردار 27·8%
				$\pi^+\pi^-\gamma$	4·7±0·2	
				$\pi^0e^+e^-$	<0·03	
				$\pi^+\pi^-e^+e^-$	0·1±0·1	
				$\pi^+\pi^-\pi^0\gamma$	<0·2	
				$\pi^+\pi^-\gamma\gamma$	<0·2	
				$\mu^+\mu^-$	(2±1)10⁻³	
				$\mu^+\mu^-\pi^0$	<0·05	
η_{0^+} (700–1000) یا ε	$0^+, 0^+, +$	≳750	>>100	$\pi\pi$	100	
$\rho(765)$	$1^+, 1^-, -$	765 ±10	125 ±20	$\pi\pi$	≈100	
				e^+e^-	0·0060±0·0008	
				$\mu^+\mu^-$	0·0067±0·0012	
$\omega(784)$	$0^-, 1^-, -$	783·9 ±0·3	11·4 ±0·9	$\pi^+\pi^-\pi^0$	89·8±4·0	
				$\pi^+\pi^-$	0·93±0·25	
				$\pi^0\gamma$	9·3±1·2	
				e^+e^-	0·0066±0·0017	
$\eta'(958)$ یا X^0	$0^+, -, /+$ $J^P=0^-$ یا 2^-	957·5 ±0·8	<4	$\eta\pi\pi$	64·0±5·0	
				$\pi^+\pi^-\gamma$ (عمدتاً $\rho^0\gamma$)	29·4±2·7	
				$\gamma\gamma$	6·6±3·7	
$\delta(962)$	≥1 , ,	962 ±5	<5			تفسیر این سه هنوز روشن نیست
$\pi_N(975)$	$1^-, 0^+, +$	975 ±10	58 ±11	$\eta\pi$ احتمالا دیده شده		
$\pi_N(1016)$	$1^-, 0^+, +$	1016 ±10	≈25	$K^\pm K^0$ تنها مد دیده شده		
				$\eta\pi$	<80	
$\phi(1019)$	$0^-, 1^-, -$	1019·5 ±0·6	4·0 ±0·3	K^+K^-	46·4±2·8	
				K_LK_S	35·4±4·0	
				$\pi^+\pi^-\pi^0$	18·2±5·4	
				e^+e^-	0·035±0·003	
				$\mu^+\mu^-$	0·023±0·005	
η_{0^+} (1060)	$0^+, 0^+, +$	1070 ±30	150–300	$\pi\pi$	<65	
				$K\bar{K}$	>35	
A1 (1070)	$1^-, 1^+, +$	1070 ±20	50–200	3π	≈100	
				$K\bar{K}$	<0·25	

نام	I^G, J^P, C (of neutrals)	جرم، M (MeV)	پهنا، Γ (MeV)	پاره-مدهای واپاشی	
				مد	نسبت (%)
$B(1235)$	$1^+, 1^+$ −	1233 ±10	100 ±20	$\omega\pi$ $\pi\pi$ $K\bar{K}$	≈100 <30 <2
$f(1260)$	$0^+, 2^+, +$	1269 ±10	154 ±25	$\pi\pi$ $2\pi^+2\pi^-$ $K\bar{K}$	≈80 7±2 ≈5
$D(1285)$	$0^+, A, +$	1286 ±4	33 ±4	$K\bar{K}\pi$ [عمدتاً $\pi_N(1016)$] $\pi\pi\eta$ $\pi_N(975)\pi$ $\pi\pi\rho$	دیده شده ممکن است بزرگ باشد احتمالا دیده شده دیده نشده
$A2$	$1^-, 2^+, +$	≈1300		$\rho\pi$ $K\bar{K}$ $\eta\pi$ $\eta'(958)\pi$	
$E(1422)$	$0^+, 0^-, +$	1422 ±4	69 ±8	$K^*\bar{K}+\bar{K}^*K$ $\pi_N(1016)\pi$ $\pi\pi\eta$ $\pi\pi\rho$	50±10 50±10 <60 دیده نشده
$f'(1514)$	$0^+, 2^+, +$	1514 ±5	73 ±23	$K\bar{K}$ $K^*\bar{K}+\bar{K}^*K$ $\pi\pi$ $\eta\pi\pi$ $\eta\eta$	72±12 10±10 <14 18±10 <40
π/ρ (1540) یا F_1	$1, A$	1540 ±5	40 ±15	$K^*\bar{K}+\bar{K}^*K$	
$\pi_A(1640)$	$1^-, A, +$	1640 ±10	50-200	$f\pi$ 3π $\omega\pi\pi$	مسلط احتمالا مشاهده شده
ϕ_N (1650)	$0^-, N, -$	1664 ±13	141 ±17	$\rho\pi$ 3π 5π	مسلط احتمالا مشاهده شده 10±10
$\rho_N(1660)$ یا g	$1^+, N, -$	1660 ±20	≲200	2π $K\bar{K}$	مسلط 7±3 ممکن است $\rho_N(1660)$ و $\rho(1710)$ تشدیدهایی متفاوت نباشند
$\rho(1710)$	1^+, , −	1712 ±10	125 ±25	4π $\pi^\pm A_2^0$ $\pi^\pm\omega$ $\rho^\pm\rho^0$ $\pi^\pm\phi$ $\pi^\pm 2\pi^+ 2\pi^- \pi^0$ $\pi\pi\rho$	

نام	I^G, J^P	جرم، M (MeV)	پهنا، Γ (MeV)	پاره-مدهای واپاشی	
				مد	نسبت (%)
مزونهای با $Y = \pm 1$، علامت K					
$K^{\pm}$	$\frac{1}{2}, 0^-$	493·84	عمر متوسط =	$\mu\nu$	63·77±0·28
		±0·11	(1·2371	$\pi\pi^0$	20·92±0·29
			±0·0026)	$\pi\pi^-\pi^+$	5·58±0·03
			$\times 10^{-8}$ ثانیه	$\pi\pi^0\pi^0$	1·68±0·04
				$\mu\pi^0\nu$	3·20±0·11
				$e\pi^0\nu$	4·86±0·07
				$\pi\pi^{\mp}e^{\pm}\nu$	(3·3±0·3)10^{-3}
				$\pi\pi^{\pm}e^{\mp}\nu$	(<7) 10^{-5}
				$\pi\pi^{\mp}\mu^{\pm}\nu$	(0·9±0·4)10^{-3}
				$\pi\pi^{\pm}\mu^{\mp}\nu$	(<3) 10^{-4}
				$e\nu$	(1·30±0·18)10^{-3}
				$\pi\pi^0\gamma$	(<1·9) 10^{-2}
				$\pi\pi^+\pi^-\gamma$	(10±4) 10^{-3}
				$\pi e\nu\gamma$	(6±4) 10^{-2}
				πe^+e^-	(<0·4) 10^{-4}
				$\pi\mu^+\mu^-$	(<2·4) 10^{-4}
				$\pi\gamma\gamma$	(<0·4) 10^{-2}
				$\pi\nu\bar{\nu}$	(<1·2) 10^{-4}
				$\pi\gamma$	(<4) 10^{-4}
K^0	$\frac{1}{2}, 0^-$	497·79±0·15	50% $K_{\text{کوتاه}}$	50% $K_{\text{بلند}}$	
K_S^0	$\frac{1}{2}, 0^-$		عمر متوسط =	$\pi^+\pi^-$	68·7±0·5
			(0·862	$\pi^0\pi^0$	31·3±0·5
			±0·006)	$\mu^+\mu^-$	(<0·7)10^{-3}
			$\times 10^{-10}$	e^+e^-	<0·035
				$\pi^+\pi^-\gamma$	0·23±0·08
K_L^0	$\frac{1}{2}, 0^-$		عمر متوسط =	$\pi^0\pi^0\pi^0$	21·4±0·7
			(5·172	$\pi^+\pi^-\pi^0$	12·6±0·3
			±0·043)	$\pi\mu\nu$	26·8±0·6
			$\times 10^{-8}$	$\pi e\nu$	38·9±0·6
				$\pi^+\pi^-$	0·157±0·005
				$\pi^0\pi^0$	0·094±0·019
				$\pi^+\pi^-\gamma$	<0·04
				$\gamma\gamma$	(5·6±0·5)10^{-2}
				$e\mu$	(<1·6) 10^{-7}
				$\mu^+\mu^-$	(<1·9) 10^{-7}
				e^+e^-	(<1·6) 10^{-7}
$K^*(892)$	$\frac{1}{2}, 1^-$	892·6	50·3	$K\pi$	≈100
		±0·5	±1·1	$K\pi\pi$	0·2
K_A	$\frac{1}{2}, 1^+$	1242	127	$K\pi\pi$	
(1240)		±10	±25		
or C					
K_N	$\frac{1}{2}, 2^+$	1408	107	$K\pi$	56·9±4·0
(1420)		±10	±15	$K^*\pi$	27·4±3·2
or K^{**}				$K\rho$	9·2±3·5
				$K\omega$	4·5±1·8
				$K\eta$	2·0±1·8
$L(1770)$	$\frac{1}{2}, A$	1770	50–140	$K\pi\pi$	مسلط
		±10		$K\pi\pi\pi$	احتمالا دیده شده

باریونها

نام	I^G, J^P	جرم، M (MeV)	پهنا، Γ (MeV)	پاره-مدهای واپاشی: مد	نسبت (%)
باریونهای با $Y = 1$، $I = \frac{1}{2}$، علامت N					
p	$\frac{1}{2}, \frac{1}{2}^+$	938·2592 $\pm$0·0052	پایدار عمر متوسط $> 2 \times 10^{28}$ سال		
n	$\frac{1}{2}, \frac{1}{2}^+$	939·5527 $\pm$0·0052	عمر متوسط = (0·932 $\pm$0·014) $\times 10^3$ ثانیه	$pe^- \bar{\nu}$	100
$N'(1470)$	$\frac{1}{2}, \frac{1}{2}^+$	1435–1505	165–400	$N\pi$ $N\pi\pi$	60 40
$N'(1520)$	$\frac{1}{2}, \frac{3}{2}^-$	1510–1540	105–150	$N\pi$ $N\pi\pi$ $N\eta$	50 50 ~0·6
$N'(1535)$	$\frac{1}{2}, \frac{1}{2}^-$	1500–1600	50–160	$N\pi$ $N\eta$ $N\pi\pi$	35 55 ~10
$N(1670)$	$\frac{1}{2}, \frac{5}{2}^-$	1655–1680	105–175	$N\pi$ $N\pi\pi$ ΛK $N\eta$	40 60 $<$0·3 $<$1
$N(1688)$	$\frac{1}{2}, \frac{5}{2}^+$	1680–1692	105–180	$N\pi$ $N\pi\pi$ ΛK $N\eta$	60 40 $<$0·2 $<$0·5
$N''(1700)$	$\frac{1}{2}, \frac{1}{2}^-$	1665–1765	100–400	$N\pi$ ΛK $N\eta$	65 5
$N''(1780)$	$\frac{1}{2}, \frac{1}{2}^+$	1650–1860	50–450	$N\pi$ ΛK $N\eta$	30 ~7 ~10
$N(1860)$	$\frac{1}{2}, \frac{3}{2}^+$	1770–1900	180–330	$N\pi$ $N\pi\pi$ ΛK $N\eta$	25 ~5 ~4
$N(2190)$	$\frac{1}{2}, \frac{7}{2}^-$	2000–2260	270–325	$N\pi$ $N\pi\pi$	25
$N(2220)$	$\frac{1}{2}, \frac{9}{2}^+$	2200–2245	260–330	$N\pi$ $N\pi\pi$	15
$N(2650)$	$\frac{1}{2}, ?^-$	2650	360	$N\pi$ $N\pi\pi$	
$N(3030)$	$\frac{1}{2}, ?$	3030	400	$N\pi$ $N\pi\pi$	

نام	I^G, J^P	جرم M (MeV)	پهنا Γ (MeV)	پاره-مدهای واپاشی: مد	نسبت (%)
باریونهای با $Y = ۱$ ، $I = \frac{۳}{۲}$ ، علامت Δ					
$\Delta(1236)$	$\frac{3}{2}, \frac{3}{2}^+$	1230–1236	110–122	$N\pi$	99·4
				$N\pi^+\pi^-$	0
				$N\gamma$	~0·6
$\Delta(1650)$	$\frac{3}{2}, \frac{1}{2}^-$	1615–1695	130–200	$N\pi$	28
				$N\pi\pi$	72
$\Delta(1670)$	$\frac{3}{2}, \frac{3}{2}^-$	1650–1720	175–300	$N\pi$	15
				$N\pi\pi$	
$\Delta(1890)$	$\frac{3}{2}, \frac{5}{2}^+$	1840–1920	135–350	$N\pi$	17
				$N\pi\pi$	
$\Delta(1910)$	$\frac{3}{2}, \frac{1}{2}^+$	1780–1935	230–420	$N\pi$	25
				$N\pi\pi$	
$\Delta(1950)$	$\frac{3}{2}, \frac{7}{2}^+$	1930–1980	140–220	$N\pi$	45
				$\Delta(1236)\pi$	≈50
				ΣK	~2
				$\Sigma(1385)K$	1·4
$\Delta(2420)$	$\frac{3}{2}, \frac{11}{2}^+$	2320–2450	270–350	$N\pi$	11
				$N\pi\pi$	>20
$\Delta(2850)$	$\frac{3}{2}, ?^+$	2850	400	$N\pi$	
				$N\pi\pi$	
$\Delta(3230)$	$\frac{3}{2}, ?$	3230	440	$N\pi$	
				$N\pi\pi$	
باریونهای با $Y = ۰$ ، $I = ۰$ ، علامت Λ					
Λ	$0, \frac{1}{2}^+$	1115·59 ±0·06	عمر متوسط = (2·517 ±0·024) $\times 10^{-10}$ ثانیه	$p\pi^-$	64·0
				$n\pi^0$	36·0 ±0·7
				$pe\nu$	0·080±0·006
				$p\mu\nu$	(1·35±0·60)10^{-2}
$\Lambda(1405)$	$0, \frac{1}{2}^-$	1405±5	40±10	$\Sigma\pi$	100
$\Lambda'(1520)$	$0, \frac{3}{2}^-$	1518±2	16±2	$N\bar{K}$	46±1
				$\Sigma\pi$	41±1
				$\Lambda\pi\pi$	9·6±0·7
				$\Sigma\pi\pi$	1·0±0·1
$\Lambda'(1670)$	$0, \frac{1}{2}^-$	1670	15–38	$N\bar{K}$	~20
				$\Lambda\eta$	~35
				$\Sigma\pi$	~45
$\Lambda''(1690)$	$0, \frac{3}{2}^-$	1690	27–85	$N\bar{K}$	~30
				$\Sigma\pi$	~40
				$\Lambda\pi\pi$	~20
				$\Sigma\pi\pi$	~10
$\Lambda(1815)$	$0, \frac{5}{2}^+$	1820 ±5	64 to 100	$N\bar{K}$	62
				$\Sigma\pi$	11
				$\Sigma(1385)\pi$	17
$\Lambda(1830)$	$0, \frac{5}{2}^-$	1835	74–150	$N\bar{K}$	~10
				$\Sigma\pi$	~30

نام	I^G, J^P	جرم، M (MeV)	پهنا، Γ (MeV)	پاره-مدهای واپاشی: مد	نسبت (%)
$\Lambda(2100)$	$0, \frac{7}{2}^-$	2100	60–140	$N\bar{K}$	25
				$\Sigma\pi$	~ 5
				$\Lambda\eta$	< 3
				ΞK	
				$\Lambda\omega$	< 10
$\Lambda(2350)$	0, ?	2350	140–324	$N\bar{K}$	
باریونهای با $Y = 0$، $I = 1$، علامت Σ					
Σ^+	$1, \frac{1}{2}^+$	1189·42 ±0·11	عمر متوسط = (0·800 ±0·006) $\times 10^{-10}$	$p\pi^0$	51·7
				$n\pi^+$	48·3 ±0·8
				$p\gamma$	0·124 ± 0·018
				$n\pi^+\gamma$	$(1·30 \pm 0·24)10^{-2}$
				$\Lambda e^+\nu$	$(2·02 \pm 0·47)10^{-3}$
				$n\mu^+\nu$	$(< 2·4)\ 10^{-3}$
				$ne^+\nu$	$(< 1·0)\ 10^{-3}$
Σ^0	$1, \frac{1}{2}^+$	1192·51 ±0·10	عمر متوسط = < 1·0 $\times 10^{-14}$ ثانیه	$\Lambda\gamma$	100
				Λe^+e^-	0·545
Σ^-	$1, \frac{1}{2}^+$	1197·37 ±0·07	عمر متوسط = (1·489 ±0·022) $\times 10^{-10}$ ثانیه	$n\pi^-$	100
				$ne^-\nu$	0·109 ± 0·005
				$n\mu^-\nu$	0·045 ± 0·004
				$\Lambda e^-\nu$	$(0·6· \pm 0·06)10^{-2}$
				$n\pi^-\gamma$	$(1·0 \pm 0·2)\ 10^{-2}$
$\Sigma(1385)$	$1, \frac{3}{2}^+$	(+)1383 ± 1 (−)1386 ± 2	(+)36 ± 3 (−)36 ± 6	$\Lambda\pi$	90 ± 3
				$\Sigma\pi$	10 ± 3
$\Sigma(1670)$	$1, \frac{3}{2}^-$	1670	50	$N\bar{K}$	~ 8
				$\Sigma\pi$	
				$\Lambda\pi$	
				$\Sigma\pi\pi$	
				$\Lambda\pi\pi$	
$\Sigma(1750)$	$1, \frac{1}{2}^-$	1750	50–80	$N\bar{K}$	~ 15
				$\Lambda\pi$	seen
				$\Sigma\eta$	seen
$\Sigma(1765)$	$1, \frac{5}{2}^-$	1765 ± 5	~ 120	$N\bar{K}$	~ 44
				$\Lambda\pi$	~ 15
				$\Lambda(1520)\pi$	~ 14
				$\Sigma(1385)\pi$	~ 13
				$\Sigma\pi$	~ 1
$\Sigma(1915)$	$1, \frac{5}{2}^+$	1910	70	$N\bar{K}$	~ 11
				$\Lambda\pi$	
				$\Sigma\pi$	
$\Sigma(2030)$	$1, \frac{7}{2}^+$	2030	100–170	$N\bar{K}$	10–27
				$\Lambda\pi$	14–38
				$\Sigma\pi$	2–5
				ΞK	< 2

نام	I^G, J^P	جرم، M (MeV)	پهنا، Γ (MeV)	پاره-مدهای واپاشی: مد	نسبت (%)
$\Sigma(2250)$	1, ?	2250	100–230	$N\overline{K}$ $\Sigma\pi$ $\Lambda\pi$	
$\Sigma(2455)$	1, ?	2455	~120	$N\overline{K}$	
$\Sigma(2620)$	1, ?	2620	~175	$N\overline{K}$	
باریونهای با $Y = -۱$ ، $I = \frac{۱}{۲}$، علامت Ξ					
Ξ^0	$\frac{1}{2}, \frac{1}{2}^+$	1314·7 ±0·7	عمر متوسط = (3·03 ±0·18) ×10^{-10}	$\Lambda\pi^0$ $p\pi^-$ $pe^-\nu$ $\Sigma^+e^-\nu$ $\Sigma^-e^+\nu$ $\Sigma^+\mu^-\nu$ $\Sigma^-\mu^+\nu$ $p\mu^-\nu$	100 <0·09 <0·13 <0·15 <0·15 <0·15 <0·15 <0·13
Ξ^-	$\frac{1}{2}, \frac{1}{2}^+$	1321·31 ±0·17	عمر متوسط = (1·660 ±0·037) ×10^{-10} ثانیه	$\Lambda\pi^-$ $\Lambda e^-\nu$ $\Sigma^0e^-\nu$ $\Lambda\mu^-\nu$ $\Sigma^0\mu^-\nu$ $n\pi^-$ $ne^-\nu$	100 0·067±0·023 <0·05 <0·13 <0·5 <0·11 <1·0
$\Xi(1530)$	$\frac{1}{2}, \frac{3}{2}^+$	(0)1528·9 ±1·1 (−)1533·8 ±1·9	7·3±1·7	$\Xi\pi$	100
$\Xi(1820)$	$\frac{1}{2}$, ?	1795–1870	12–99	$\Lambda\overline{K}$ $\Xi\pi$ $\Xi(1530)\pi$ ΣK	کلیهٔ مدهای چهارگانهٔ واپاشی دیده شده‌اند
$\Xi(1940)$	$\frac{1}{2}$, ?	1894–1961	42–140	$\Xi\pi$ $\Xi(1530)\pi$	
باریونهای با $Y = -۲$ ، $I = ۰$، علامت Ω					
Ω^-	$0, \frac{3}{2}^+$	1672·5±0·5	عمر متوسط = $\left(1{\cdot}3\,^{+0\cdot4}_{-0\cdot3}\right)$ ×10^{-10} ثانیه	$\Xi^0\pi^-$ $\Xi^-\pi^0$ ΛK^-	

توجه: در اسپین و پاریته هایی که به ذرات نسبت داده شده اند، N به مفهوم $J^P = ۰+, ۱^-, ۲+, ۳^-, \ldots$ و A به مفهوم $J^P = ۰^-, ۱+, ۲^-, ۳+, \ldots$ ، قرار داده شده اند.

پیوست ح

ثابتهای فیزیکی

مقادیر زیر از جدول ثابتهای فیزیکی مرجع

B. N. Taylor, W. H. Parker; D. N. Langenberg, *Rev. Mod. Phys*, **41** (1969) 375.

اقتباس شده‌اند. اعداد درون پرانتزها خطاهای انحراف معیـار درآخرین رقم مقدار داده شده‌اند.

سرعت نور

$$c = ۲٫۹۹۷۹۲۵۰(۱۰) \times \begin{cases} ۱۰^{۱۰}\,\mathrm{cms}^{-۱} \\ ۱۰^{۸}\,\mathrm{ms}^{-۱} \end{cases}$$

ثابت ساختار ریز

$$\alpha = \frac{e^{۲}}{\hbar c} = ۷٫۲۹۷۳۵۱(۱۱) \times ۱۰^{-۳}$$

$$\frac{1}{\alpha} = ۱۳۷٫۰۳۶۰۲(۲۱)$$

بار الکترون

$$e = ۴٫۸۰۳۲۵۰(۲۱) \times ۱۰^{-۱۰}\ \mathrm{esu}$$

$$= ۱٫۶۰۲\ ۱۹۱۷(۷۰) \times ۱۰^{-۱۹}\ \mathrm{C}$$

ثابت پلانک

$$h = ۶٫۶۲۶\ ۱۹۶(۵۰) \times ۱۰^{-۲۷}\ \mathrm{erg\ s}$$

$$\hbar = \frac{h}{۲\pi} = ۱٫۰۵۴۵۹۱۹(۸۰) \times ۱۰^{-۲۷}\ \mathrm{erg\ s}$$

جرم سکون الکترون

$$M_e = ۹٫۱۰۹۵۵۸(۵۴) \times ۱۰^{-۳۱}\mathrm{kg}$$

$$= ۰٫۵۱۱۰۰۴۱(۱۶)\ \mathrm{MeV}$$

$(1\ \text{MeV} = 10^{6}\text{eV})$

جرم سکون پروتون $M_p = 1.67261 4(11)\times 10^{-27}\ \text{kg}$

$= 938.2592(52)\ \text{MeV}$

جرم سکون نوترون $M_n = 1.674920(11)\times 10^{-27}\ \text{kg}$

$= 939.5527(52)\ \text{MeV}$

مگنتون بور $\mu_{\text{بور}} = \dfrac{e\hbar}{2M_e c}$

$$= 9.274096(65)\times \begin{cases} 10^{-21}\ \text{erg G}^{-1} \\ 10^{-24}\ \text{JT}^{-1} \end{cases}$$

$= 5.788381(18)\times 10^{-5}\ \text{eVT}^{-1}$

(T = تسلا = ۱۰۴ گاؤس .J = ژول)

مگنتون هسته‌ای $\mu_{\text{هسته}} = \dfrac{e\hbar}{2M_p c}$

$$= 5.050951(50)\times \begin{cases} 10^{-24}\ \text{erg G}^{-1} \\ 10^{-27}\text{JT}^{-1} \end{cases}$$

$= 3.152526(21)\times 10^{-8}\ \text{eVT}^{-1}$

$(1\ \text{MeV} = 1.6021917(70)\times 10^{-6}\ \text{erg})$

$1\text{b} =$ ۱ بارن (سطح مقطع) $= 10^{-24}\ \text{cm}^2$

$1\text{mb} = 10^{-3}\text{b}$

$1\mu\text{b} = 10^{-6}\text{b}$

$1\text{nb} = 10^{-9}\text{b}$

$1\text{fm} = 10^{-13}\text{cm}$

$1\text{fm}^2 = 10\ \text{mb}$

معمولا تکانهٔ p برحسب واحد جیگاالکترون‌ولت برسرعت نور (GeV/c) بیان می‌شود.

$p(\text{GeV}/c) = \{[E(\text{GeV})]^2 + [M(\text{GeV})]^2\}^{1/2}$

$(1\ \text{GeV} = 1\ \text{BeV} = 10^{9}\text{eV})$

پیوست ط

جواب تمرینهای زوج

فصل اول

۲. طول موج دوبروی توسط رابطهٔ

$$\lambda = h/p$$

داده می‌شود. با استفاده از

$$p^{2} = (E^{2} - m^{2}c^{4})/c^{2}$$

و با نوشتن E به‌صورت

$$E = T + mc^{2}$$

خواهیم داشت

$$\lambda = hc[T(T + 2mc^{2})]^{-1/2}$$

(الف) 3.9×10^{-8} cm (ب) 1.4×10^{-10} cm
(ج) 1.23×10^{-12} cm

۴. (الف) ۱۴۵ مگاالکترون ولت، (ب) ۷۹۰ر۰ مگاالکترون ولت

فصل دوم

۲. در چارچوب مرکز جرم، تکانهٔ کل

$$P_c = 0$$

است. انرژی آستانه برای تولید زوج، در حالت نهایی که در آن دو الکترون و یك پوزیترون همگی در حالت سکون باشند، برابر است با

$$E_c = 3Mc^{2}$$

در چارچوب آزمایشگاه در حالی که الکترون اولیه ساکن است، داریم

$$E_L = h\nu + Mc^2$$

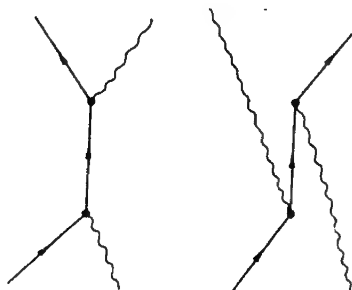
$$P_L = h\nu / c$$

ازآنجایی که $E^2 - c^2P^2$ یك ناوردای نسبیتی است، می‌نویسیم

$$(3Mc^2)^2 = (h\nu + Mc^2)^2 - (h\nu)^2$$

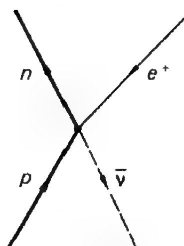
$$\therefore \quad h\nu = 4Mc^2$$

۴.



شکل ط ۱۰

۶.



شکل ط۲۰

۸. (الف)

$$\pi^+ \longrightarrow \mu^+ + \nu_\mu$$

$$\pi^- \longrightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu$$

ν_μ و $\bar{\nu}_\mu$ بار صفر دارند.

$$Q = M_\pi c^2 - M_\mu c^2 = ۳۳٫۹ \text{ MeV}$$

برای پیون اولیهٔ ساکن می‌نویسیم

$$\mathbf{p}_\nu = -\mathbf{p}_\mu = \mathbf{p}$$

$$E_\mu + E_\nu = M_\pi c^2$$

$$c(p^2 + M_\mu^2 c^2)^{1/2} + cp = M_\pi c^2$$

با حل معادلهٔ فوق برای p خواهیم داشت

$$p = c(M_\pi^2 - M_\mu^2)/2M_\pi$$

$$E_\mu = c^2(M_\pi^2 + M_\mu^2)/2M_\pi$$

$$T_\mu = E_\mu - M_\mu c^2$$

$$= c^2(M_\pi - M_\mu)^2/2M_\pi$$

$$= ۴٫۱۲ \text{ MeV}$$

(ب) $\pi^\circ \longrightarrow \gamma + \gamma$

γ بدون بار است. $Q = ۱۳۵$ MeV

(ج) $\mu^+ \longrightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu$

$$\mu^- \longrightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu$$

بین نوترینوی همراه با میون و نوترینوی همراه بـا الکترون تفاوت قـائل می‌شویم، زیرا همچنان‌کـه در بخش ۳۴ خواهیم دید، دو نوع مختلف نوترینو وجـود دارند. ذرات ν_e، $\bar{\nu}_e$، ν_μ، و $\bar{\nu}_\mu$ بدون بار هستند. $Q = ۱۰۵٫۲$ MeV

۱۰. در چارچوب آزمـایشگاه و در آستانهٔ واکنش، پروتون ورودی دارای انرژی جنبشی $6M_pc^2$ است.

فصل سوم

۲. (الف) ۱+، (ب) ۱+، (ج) ۱−

۴. (الف) و (ه) ممنوع هستند، زیرا عدد باریونی درآنهـا پایسته نیست. (ج)، (د)، و (ز) به‌علت اینکه بار درآنها پایسته نیست، ممنوع هستند.

فصل چهارم

۲. برای $L = 1$، $\psi(\mathbf{r})$ نسبت به‌تعویض دو نوکلئون پاد متقارن است.

(الف) برای پاد متقارن بودن

$$\Psi = \psi(\mathbf{r})\psi_{\text{اسپین}}\psi_{\text{ایزوسپین}}$$

لازم است که ایزوسپین ψ اسپین ψ متقارن باشد، و همچنان که در جدول ط ۱. نموده شده است، ۱۰ تا از این حالتها وجود دارند.

جدول ط ۱.

حالت اسپین	حالت ایزوسپین	تعداد حالتها
متقارن $S=1$	متقارن $I=1$	
سه حالت	سه حالت	$3\times3=9$
پاد متقارن $S=0$	پاد متقارن $I=0$	
۱ حالت	۱ حالت	۱
		جمع ۱۰

(ب) ۱۰ حالت نیز در جدول ط. ۲ نموده شده‌اند

جدول ط. ۲

		حالتها
nn	$S=1$	۳
pp	$S=1$	۳
np	$S=0,1$	۴
		جمع ۱۰

۴. (الف) $\frac{1}{2}$، $\frac{3}{2}$، (ب) چون $I_3=\frac{3}{2}$، لذا $I=\frac{3}{2}$

فصل ششم

۲. در چارچوب سکون A

$$\mathbf{p}_B=-\mathbf{p}_C=\mathbf{p}$$

از پایستگی انرژی داریم

$$M_A c^2 = c(p^2 + M_B^2 c^2)^{1/2} + c(p^2 + M_C^2 c^2)^{1/2}$$
$$= E_B + \{E_B^2 + (M_C^2 - M_B^2)c^4\}^{1/2}$$

با حل معادله بر حسب E_B

$$E_B = \frac{(M_A^2 + M_B^2 - M_C^2)c^2}{2M_A}$$

$$T_B = E_B - M_B c^2$$
$$= \frac{c^2}{2M_A}\{(M_A - M_B)^2 - M_C^2\}$$

۴. فرایندهایی که نمی‌توانند از طریق برهم‌کنشهای قوی صورت گیرند و کمیتهایی که پایسته نیستند عبارت‌اند از
(الف) شگفتی، (ب) شگفتی، (د) بار، (ه) انرژی.

فصل هفتم

۲. (ب) به خاطر پایستگی بار مطلقاً ممنوع است؛ (ج)، (ز)، (ح) در برهم‌کنش ضعیف P، S، I، و I_3 پایستگی ندارند؛ (الف)، (و) دربرهم‌کنش الکترومغناطیس I، پایسته نیست، ولی P، S، و I_3 پایسته‌اند؛ (د)، (ه) دربرهم‌کنش قوی P، S، I، و I_3 پایسته‌اند.

فصل هشتم

۲. چون اسپین پیون صفر است، توزیع نوترینوها در چارچوب سکون پیون همسانگرد خواهد بود. در نتیجه توزیع نوترینوها در چارچوب آزمایشگاه متناسب با $d(\cos\theta')/d(\cos\theta)$ خواهد شد که توسط معادلهٔ (الف.۶۸) با $M=0$ داده شده‌است

$$\frac{1}{\gamma^2}\,\frac{1}{(1-\beta\cos\theta)^2}$$

۴.

واپاشی	نسبت انشعاب
$\Lambda^\circ \longrightarrow p+\pi^-$	٪۶۴
$\longrightarrow n+\pi^\circ$	٪۳۶
$\longrightarrow p+e^-+\bar{\nu}_e$	$0{,}8\times10^{-3}$
$\longrightarrow p+\mu^-+\bar{\nu}_\mu$	$1{,}6\times10^{-4}$
$\longrightarrow n+e^-+\bar{\nu}_e+\mu^++\nu_\mu$	
$\longrightarrow n+e^++\nu_e+\mu^-+\bar{\nu}_\mu$	

$\longrightarrow$ همه بالاییها $+\gamma$
$\longrightarrow$ همه بالاییها $+e^{+}+e^{-}$

فصل نهم

۲. شدت توسط رابطهٔ زیر داده می‌شود

$$I=I_{0}\, e^{-t/\tau_{lab}}$$

که درآن τ_{lab} عمرمیانگین درچارچوب آزمایشگاه است. با استفاده از معادلهٔ (الف.۷۱) داریم

$$I=I_{0}e^{-x/\tau v\gamma}$$

که درآن τ عمر میانگین در چارچوب سکون است

$$\gamma=E/mc^{2}$$

برای کائونهای با ۱۰ جیگاالکترون ولت، داریم

$$\gamma\simeq 20$$
$$v\simeq c$$

برای $x=20\times 10^{2}\text{cm}$

$$I=I_{0}\, e^{-10^{2}/c\tau\ (cm)}$$

برای K_{S}°، $c\tau=2/59\ \text{cm}$، و

$$I/I_{0}\simeq 10^{-17}$$

برای K_{L}°، $c\tau=1614\ \text{cm}$ و واپاشی K_{L}° صرفنظر کردنی است، نسبت K_{S}° به K_{L}° برابر 10^{-17} است.

فصل دهم

۲. $E=Mc^{2}$ که درآن M جرم ناوردای دستگاه پیون ـ پروتون است. پس داریم

$$W^{2}=c^{2}(p^{2}+M^{2}c^{2}) \qquad (1)$$

که درآن W انرژی کل و P تکانهٔ کل دریك چارچوب اختیاری‌است. درچارچوب آزمایشگاه

$$W=M_{\pi}c^{2}+M_{p}c^{2}+T_{\pi} \qquad (2)$$

$$P=p_{\pi}=[(T_{\pi}+M_{\pi}c^{2})^{2}-M_{\pi}^{2}c^{4}]^{1/2}/c \qquad (3)$$

$$=[T_{\pi}(T_{\pi}+2M_{\pi}c^{2})]^{1/2}/c$$

با قراردادن (۲) و (۳) در معادلهٔ (۱) خواهیم داشت

$$T_\pi = \left[\frac{M^۲ - (M_p + M_\pi)^۲}{۲M_p}\right]c^۲$$

$$= \frac{(M + M_p + M_\pi)\{M - (M_p + M_\pi)\}c^۲}{۲M_p} \quad (۴)$$

با قراردادن (۴) در معادلهٔ (۳)،نتیجه می‌شود

$$p_\pi = \frac{c}{۲M_p}[\{M^۲ - (M_p + M_\pi)^۲\}\{M^۲ - (M_p - M_\pi)^۲\}]^{۱/۲}$$

با

$$M_\pi c^۲ = ۰٫۱۳۹۶ \text{ GeV} \text{ ، } M_p c^۲ = ۰٫۹۳۸۳ \text{ GeV}$$

حاصل معادلهٔ (۴) به‌صورت زیر درمی‌آید

$$T_\pi(\text{GeV}) = \frac{\{E(\text{GeV}) + ۱٫۰۷۷۹\}\{E(\text{GeV}) - ۱٫۰۷۷۹\}}{۱٫۸۷۶۶} \quad (۵)$$

و حاصل معادلهٔ (۳) نیز به‌صورت زیر خواهد شد

$$p_\pi(\text{GeV}/c) = [T_\pi(\text{GeV})\{T(\text{GeV}) + ۰٫۲۷۹۲\}]^{۱/۲} \quad (۶)$$

جدول ط . ۳ را ببینید.

جدول ط . ۳

$p_\pi(\text{GeV}/c)$	$T_\pi(\text{GeV})$	
۰٫۷۴	۰٫۶۱	$N(۱۵۲۰)$
۳٫۲۶	۳٫۱۲	$N(۲۶۵۰)$
۰٫۳۰۴	۰٫۱۹۵	$\Delta(۱۲۳۶)$
۳٫۸۵	۳٫۷۱	$\Delta(۲۸۵۰)$

۴. احتمال گذار از حالت $\pi^- p$ به حالتی مانند f را می‌توان برحسب دامنهٔ احتمال به‌صورت زیرنوشت

$$|\langle f|M|\pi^- p\rangle|^۲$$

مقطع کل از جمع روی تمام حالتهای امکان‌پذیر f به دست می‌آید

$$\sigma^-_{\text{کل}} = \sum_f |\langle f|M|\pi^- p\rangle|^۲$$

$$= \sum_f \langle \pi^- p|M^*|f\rangle \langle f|M|\pi^- p\rangle$$

$$= \langle \pi^- p|X|\pi^- p\rangle \qquad (۱)$$

$$|\pi^- p\rangle = |I_۳(\pi) = -۱,\ I_۳(N) = +\frac{۱}{۲}\rangle$$

$$= \langle ۱\frac{۱}{۲}\frac{۳}{۲}-\frac{۱}{۲}|۱-۱\frac{۱}{۲}+\frac{۱}{۲}\rangle|I=\frac{۳}{۲}, I_۳=-\frac{۱}{۲}\rangle$$

$$+\langle ۱\frac{۱}{۲}\frac{۱}{۲}-\frac{۱}{۲}|۱-۱\frac{۱}{۲}+\frac{۱}{۲}\rangle|I=\frac{۱}{۲}, I_۳=-\frac{۱}{۲}\rangle \qquad (۲)$$

که درآن

$$\langle I(\pi),\ I(N),\ I,\ I_۳|I(\pi),\ I_۳(\pi),\ I(N),\ I_۳(N)\rangle$$

ضرایب کلبش و گوردن هستند. با نوشتن

$$|I=\frac{۳}{۲},\ I_۳=-\frac{۱}{۲}\rangle \equiv |\frac{۳}{۲}\rangle$$

$$|I=\frac{۱}{۲},\ I_۳=-\frac{۱}{۲}\rangle \equiv |\frac{۱}{۲}\rangle$$

و جاگذاری مقدار ضرایب کلبش و گوردن، خواهیم داشت

$$|\pi^- p\rangle = \sqrt{\frac{۱}{۳}}|\frac{۳}{۲}\rangle - \sqrt{\frac{۲}{۳}}|\frac{۱}{۲}\rangle \qquad (۳)$$

بدین‌ترتیب، ازآنجایی‌که در برهم‌کنش پیون ـ نوکلئون ایزوسپین پایسته است، به دست می‌آید

$$\langle\frac{۳}{۲}|X|\frac{۱}{۲}\rangle = ۰ \qquad (۴)$$

و

$$\sigma^-_{\text{کل}} = \frac{۱}{۳}\langle\frac{۳}{۲}|X|\frac{۳}{۲}\rangle + \frac{۲}{۳}\langle\frac{۱}{۲}|X|\frac{۱}{۲}\rangle$$

$$= \frac{۱}{۳}\sigma_{۳/۲} + \frac{۲}{۳}\sigma_{۱/۲} \qquad (۵)$$

چون

$$|\pi^+ p\rangle = |I_۳(\pi) = +۱,\ I_۳(N) = \frac{۱}{۲}\rangle$$

$$= |I = \frac{۳}{۲}, I_۳ = \frac{۳}{۲}\rangle \qquad (۶)$$

$$\sigma^+_{کل} = \sigma_{۳/۲} \qquad (۷)$$

از معادلات (۵) و (۷) نتیجه می‌شود که

$$\sigma_{۱/۲} = \frac{۳}{۲}\sigma^- - \frac{۱}{۲}\sigma^+$$

فهرست راهنما